

537.11.33

УЗКОЩЕЛЕВЫЕ ПОЛУМАГНИТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

И. И. Ляпилин, И. М. Цидильковский

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	35
2. Энергетический спектр зонных носителей заряда	37
а) Энергетические зоны в отсутствие магнитного поля	37
б) Энергетический спектр зонных электронов в магнитном поле	39
3. Магнитные свойства	42
а) Парамагнитная фаза	43
б) Фаза спиновой стекла	47
в) Косвенное взаимодействие в бесщелевых кристаллах $Hg_{1-x}Mn_xTe$	49
4. Магнитооптические свойства	50
а) Магнитооптические переходы в бесщелевых ПМП	51
б) Магнитооптические переходы в ПМП с конечной щелью	52
5. Кинетические свойства	53
а) Осцилляции Шубникова — де Гааза (ШГ)	54
б) g -фактор зонных электронов	56
в) Осцилляции ШГ в квантовом пределе	57
г) Оценка значений обменных интегралов	58
д) Особенности магнитосопротивления у бесщелевых кристаллов $Hg_{1-x}Mn_xTe$	59
е) Аномалии удельного сопротивления у $Hg_{1-x}Mn_xTe$ при низких температурах	61
ж) Особенности магнитосопротивления узкощелевых кристаллов $p-Hg_{1-x}Mn_xTe$	63
з) Температурные осцилляции магнитосопротивления	67
и) Пороговое рассеяние зонных электронов	69
6. Заключение	69
Список литературы	70

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы большое внимание привлек к себе новый класс веществ — разбавленные магнитные полупроводники, или, как их называли, полумагнитные полупроводники (ПМП). Особый интерес вызывают узкощелевые ПМП, представляющие собой твердые растворы халькогенидов ртути ($HgTe$, $HgSe$) и переходных или редкоземельных элементов ($MnTe$, $MnSe$, $EuTe$ и др.). Халькогениды ртути являются бесщелевыми полупроводниками, халькогениды марганца, европия и др. — магнитными полупроводниками. Возможность варьирования в широких пределах состава этих твердых растворов позволяет плавно перестраивать электронную зонную структуру от бесщелевого инверсного зонного спектра, для которого энергетический зазор между ближайшими зонами s -типа (Γ_6) и p -типа (Γ_8) отрицателен ($\epsilon_g = \epsilon(\Gamma_6) - \epsilon(\Gamma_8) < 0$), до прямого, обычного для полупроводникового спектра с $\epsilon_g > 0$, т. е. превращать бесщелевой полупроводник в полупроводник со щелью¹.

Ниже будут рассмотрены основные особенности только бесщелевых и узкощелевых ПМП, содержащих атомы переходных элементов с незаполненными d -оболочками, и не будут затронуты ПМП с широкой энергетической щелью типа $Cd_{1-x}Mn_xTe$. Мы ограничимся описанием свойств наиболее исследованных бесщелевых и узкощелевых ПМП, а именно — твердых растворов халькогенидов ртути и марганца $Hg_{1-x}Mn_xTe$ и $Hg_{1-x}Mn_xSe$.

Различные аспекты физики ПМП обсуждались на ряде международных конференций по полупроводникам (Варшава, 1977; Эдинбург, 1978; Киото, 1980; Линц, 1981; Гренобль, 1982²⁻⁷). Интерес к этим веществам определяется спецификой их свойств. Во-первых, в отличие от традиционных магнитных полупроводников, зонная структура основного кристалла ПМП (HgTe или HgSe) хорошо известна. Во-вторых, высокая подвижность зонных электронов в ПМП, на много порядков превышающая подвижности в обычных магнитных полупроводниках, позволяет использовать практически весь набор современных методов исследования физических свойств твердых тел. В частности, появляется возможность весьма надежно определить значения обменных интегралов. Наконец, в ПМП наблюдается нетривиальный концентрационный переход из бесщелевого состояния в полупроводниковое, представляющий самостоятельный интерес.

В отсутствие магнитного поля или при высоких температурах свойства бесщелевых ПМП во многом подобны свойствам твердых растворов бесщелевых полупроводников $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, электронный спектр которых хорошо описывается инверсной зонной схемой Гровса — Пола. Пиджин и Браун⁸ применили для расчета инверсной зонной структуры известное приближение Кейна, в котором взаимодействие между зонами Γ_6 , Γ_7 и Γ_8 рассматривается точно, а влияние других зон учитывается как возмущение. Такой подход иногда называют моделью Пиджина — Брауна. Эта модель хорошо объясняет большинство электронных свойств бесщелевых полупроводников типа HgTe. Однако в случае ПМП в рамках этой модели невозможно интерпретировать ряд особенностей явлений переноса в области сильных магнитных полей и магнитооптических явлений при низких температурах. Например, такие «аномальные» свойства, как расщепление пиков осцилляций Шубникова — де Гааза при повышении температуры, немонотонную зависимость от температуры амплитуд этих пиков, чувствительность спектров магнитопоглощения к температуре и др.⁹⁻¹¹, удается объяснить только при учете подмагничивания зонных носителей заряда молекулярным полем d-электронов ионов Мп *). Обменное взаимодействие между валентными и локализованными на ионах примеси d-электронами приводит к коренной перестройке энергетического спектра зонных носителей заряда в магнитном поле, причем это изменение зависит от состояния магнитной подсистемы и пропорционально среднему значению магнитного момента $M(H, T)$ примесных ионов. Модель Пиджина — Брауна, в которую дополнительно включено обменное взаимодействие между зонными и локализованными на ионах примеси электронами, позволила объяснить обнаруженные «аномалии» и предсказать новые эффекты, характерные только для ПМП.

Весьма своеобразными оказались магнитные и термодинамические свойства ПМП. Так, исследование магнитной восприимчивости, теплоемкости, электронного парамагнитного резонанса показали, что в этих кристаллах имеет место концентрационный переход из парамагнитной фазы в фазу спинового стекла¹².

Состояние исследований ПМП можно охарактеризовать следующим образом. Ощущается явная недостаточность экспериментальных данных. Некоторые результаты противоречивы. Ряд экспериментальных фактов нуждается в объяснении, и в целом остается еще много неясного. Именно поэтому мы решили хоть кратко описать наиболее интересные и важные работы (на большинство из них приводятся ссылки) с целью прояснения, насколько это нам удастся, состояния дел. Мы отдаем себе отчет в том, что исследование ПМП еще не достигло того уровня, который можно было бы считать удовлетворительным. Новые работы могут и должны расширить, уточнить,

*) Для удобства мы будем называть ионы переходных элементов примесными ионами, хотя, будучи атомами замещения, они не являются примесями в общепринятом смысле (но кристаллический потенциал они все же искажают).

а в ряде случаев — изменить излагаемую ниже интерпретацию экспериментальных данных. Вместе с тем сделано уже немало — многие существенные особенности свойств ПМП выявлены — и есть смысл подвести некоторые итоги.

2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЗОННЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

а) Энергетические зоны в отсутствие магнитного поля

Основу рассматриваемых ниже твердых растворов ПМП составляют бесщелевые полупроводники HgTe и HgSe. Поэтому целесообразно напомнить о некоторых особенностях зонной структуры твердых тел, в которых реализуется бесщелевое состояние (см. ¹³). Аномально малая запрещенная зона была впервые обнаружена в конце 50-х — начале 60-х годов у HgTe ¹⁴ и α -Sn ¹⁵. На принципиальную возможность существования диэлектриков с непрерывным энергетическим спектром без щели указали С. П. Шубин и С. В. Вонсовский еще в 30-х годах ¹⁶. В настоящее время известен целый ряд бесщелевых полупроводников с тождественно равной нулю прямой

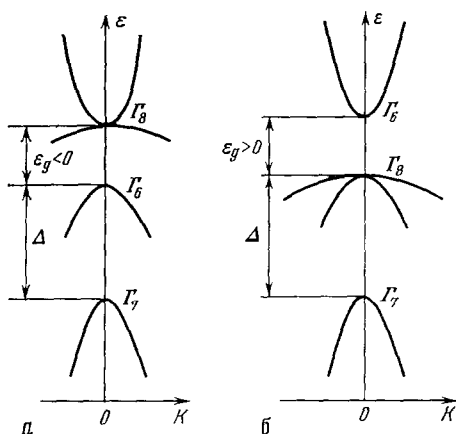


Рис. 1. Зонная схема полупроводников со структурой цинковой обманки.

а — Инверсная схема зон HgTe ($\epsilon_g = \epsilon(\Gamma_6) - \epsilon(\Gamma_8) < 0$); б — зонная схема InSb ($\epsilon_g > 0$)

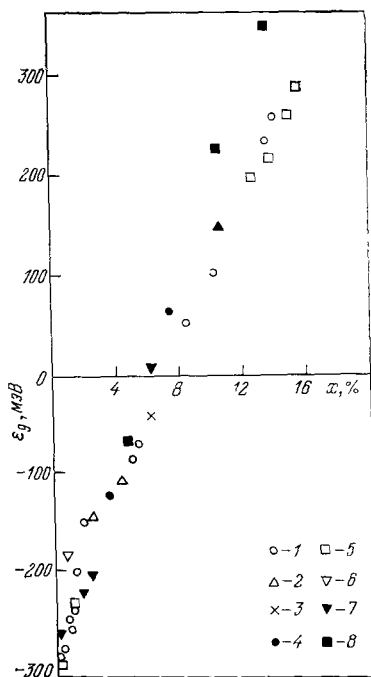


Рис. 2. Зависимость энергетического зазора ϵ_g от содержания Mn в ПМП

Hg_{1-x}Mn_xTe: 1 — 4, 2 — 5, 3 — 18, 4 — 21, 5 — 42;
Hg_{1-x}Mn_xSe: 6 — 16, 7 — 17, 8 — 63

энергетической щелью между зоной проводимости и валентной зоной. От полупроводников они отличаются отсутствием пороговой энергии, необходимой для рождения пары электрон—дырка. От металлов их отличает существенно меньшая плотность электронного газа, которая под внешними воздействиями может варьироваться в широких пределах вплоть до сколь угодно малых величин. У бесщелевых полупроводников типа HgTe бесщелевое состояние обусловлено симметрией кристаллической решетки. Оно может исчезнуть только под действием возмущения, которое понижает симметрию решетки (одноосная деформация, магнитное поле и т. д.).

Порядок расположения энергетических зон у бесщелевых полупроводников (например, HgTe) обратен тому, который имеет место в обычных полу-

проводниках (например, InSb), с такой же симметрией кристаллической решетки (рис. 1). Поэтому говорят, что бесщелевые полупроводники обладают инверсной зонной структурой. В кристаллах с инверсной зонной структурой типа HgTe зона легких дырок описывается в окрестности максимума (при импульсе $\hbar k = 0$) волновыми функциями s-симметрии (неприводимое представление Γ_6) и расположена ниже валентной зоны тяжелых дырок, которая описывается у края функциями p-симметрии (неприводимое представление Γ_8). Состояния в валентной зоне Γ_8 классифицируются по полному моменту $j = 3/2$ ($j = l + s$; l — орбитальный момент, а s — спиновый момент). Значению $j = 3/2$ соответствуют две зоны, каждая из которых двукратно вырождена при $k \neq 0$. При $k = 0$ зоны с $j = 3/2$ четырехкратно вырождены. Вследствие инверсии кривизна одной из зон с $j = 3/2$ оказывается положительной, а другой — отрицательной. В такой структуре энергетическая щель тождественно равна нулю, а зазор $e_g = \varepsilon(\Gamma_6) - \varepsilon(\Gamma_8) < 0$. Значению $j = 1/2$ в бесщелевых полупроводниках соответствует валентная зона, отщепленная от двух зон Γ_8 на величину энергии спин-орбитального взаимодействия Δ .

Рентгенографические исследования показали, что твердые растворы $Hg_{1-x}Mn_xTe$ вплоть до $x \approx 0,35$ ¹⁷, а $Hg_{1-x}Mn_xSe$ — до $x \approx 0,37$ ¹⁸ имеют структуру цинковой обманки, как и бесщелевые полупроводники HgTe и HgSe. Атомы Te и Se образуют одну гранецентрированную кубическую подрешетку, а атомы Hg и Mn более или менее хаотически распределены по другой подрешетке. Бесщелевое состояние в ПМП, как и в HgTe и HgSe, обусловлено симметрией кристаллической решетки. Замещение атомов Hg атомами Mn приводит к плавной перестройке зонного спектра аналогичного тому, как это имеет место в твердых растворах $Hg_{1-x}Cd_xTe$. Зона Γ_6 в ПМП формируется из $6s^2$ -электронов Hg и $4s^2$ -электронов Mn, а зоны Γ_8 и Γ_7 образованы валентными p-электронами Te или Se.

Зависимость величины энергетического зазора e_g от содержания Mn в ПМП определялась различными методами^{9, 11, 17-22}. Оказалось, что для $0 < x \leq 0,2$ $e_g(x)$ практически линейно изменяется с концентрацией марганца (рис. 2). Отклонение зависимости $e_g(x)$ от линейной для $x > 0,2$ является, по-видимому, следствием того, что кристаллографические структуры бесщелевых полупроводников HgTe HgSe и магнитных полупроводников MnTe, MnSe различаются *). Следует отметить, что величина энергетического зазора e_g изменяется с составом x у $Hg_{1-x}Mn_xTe$ значительно быстрее, чем у твердых растворов $Hg_{1-x}Cd_xTe$, т. е. определенная величина e_g достигается у ПМП при значительно меньших значениях x . Так, например, в $Hg_{1-x}Cd_xTe$ при содержании Cd $x = 0,22$ зазор $e_g = 100$ мэВ ($T = 4,2$ K), тогда как в $Hg_{1-x}Mn_xTe$ такому зазору соответствует состав $x = 0,11$. Превращение бесщелевого полупроводника в полупроводник со щелью происходит у $Hg_{1-x}Mn_xTe$ при $x = 0,07$, а у $Hg_{1-x}Mn_xSe$ при $x = 0,065$ ($T = 4,2$ K). Изменение зазора e_g от температуры и состава для ПМП хорошо описывается следующими эмпирическими формулами^{17-21, 24}:

$$Hg_{1-x}Mn_xTe \begin{cases} e_g(x) = -0,305 + 0,55T + 4,4x \quad (\text{эВ}), \\ \frac{de_g}{dT} = 5,2 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/K.} \end{cases} \quad (1)$$

$$Hg_{1-x}Mn_xSe \begin{cases} e_g(x) = -0,27 + 4,4x \quad (\text{эВ}), \\ \frac{de_g}{dT} = 8 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/K} \end{cases}$$

*) Магнитный полупроводник MnTe кристаллизуется в гексагональной решетке, а MnSe — в решетке каменной соли²³.

б) Энергетический спектр зонных электронов в магнитном поле

Для расчета энергетических уровней бесщелевых полупроводников в магнитном поле хорошим приближением является модель Пиджина — Брауна⁸, в которой взаимодействие между близко расположенными зонами Γ_6 , Γ_7 , Γ_8 рассматривается точно, а влияние удаленных зон учитывается до членов, квадратичных по \mathbf{k} .

В рассмотрении при этом включаются как латтинджеровские эффекты для зоны Γ_8 , так и непараболичность, возникающая вследствие сильного \mathbf{kr} -взаимодействия между s - и p -состояниями.

Энергии уровней Ландау зон Γ_6 и Γ_8 являются решениями секулярного уравнения, соответствующего матрице гамильтониана D $[8 \times 8]$ ¹. В пренебрежении инверсной асимметрией и анизотропией зоны Γ_8 матрица D при волновом векторе $k_z = 0$ (магнитное поле направлено вдоль оси z) разбивается на две матрицы $[4 \times 4]$ D_a и D_b :

$$D = \begin{bmatrix} D_a & 0 \\ 0 & D_b \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Собственные значения гамильтонианов D_a и D_b являются энергиями электронных уровней серий a_n и b_n , которые отличаются спином (b_n соответствуют уровням со спином $\sigma = -1/2$, для a_n -уровней $\sigma = +1/2$)*. Энергия уровня в магнитном поле при этом оказывается зависящей от 6 параметров: ϵ_g , P — матричного элемента оператора импульса между состояниями Γ_6 и Γ_8 , Δ — энергии спин-орбитального взаимодействия и γ , $\bar{\gamma}$, k — параметров Латтинджера, учитывающих влияние далеких зон.

В ПМП зонные носители в s - и p -состояниях могут через обменную связь взаимодействовать с d -электронами, локализованными на ионах марганца. Поэтому явления, которые зависят от спина, должны в ПМП обладать особенностями по сравнению с соответствующими явлениями в полупроводниках типа $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.

Обменное взаимодействие между зонными и локализованными $3d$ -электронами ионов марганца описывается гамильтонианом гейзенберговского вида

$$H_{\text{ex}} = \sum_{\mathbf{R}} J(\mathbf{r} - \mathbf{R}) \hat{s}_{\mathbf{R}}, \quad (3)$$

где $J(\mathbf{r} - \mathbf{R})$ — интеграл обменного взаимодействия между зонными носителями и магнитным моментом иона Mn , \hat{s} - и \hat{S} -операторы спинов зонных и локализованных электронов соответственно.

Поскольку радиус действия обменного потенциала порядка атомных размеров, т. е. много меньше радиуса волновой функции электрона в магнитном поле (магнитной длины) $\lambda = \sqrt{c\hbar/eH}$, то при расчете энергетического спектра зонных носителей в ПМП взаимодействие (3) можно рассматривать как контактное. В этом приближении поправка к невозмущенным уровням Ландау зон Γ_6 и Γ_8 может быть представлена в виде⁹:

$$\Delta\epsilon_{N,\sigma} = \sum_{\mathbf{R}} f_N^*(\mathbf{R}) f_N(\mathbf{R}) \hat{S}_{\mathbf{R}} \int_{\Omega_0} d\Omega u_{\mathbf{R}}^*(m) J(\mathbf{r}) \hat{s} u_{\mathbf{R}}(m); \quad (4)$$

*) Для бесщелевых полупроводников типа HgTe , в отличие от обычных полупроводников, электронные состояния ϵ_a и ϵ_b , строго говоря, не характеризуются различными спинами, так как в бесщелевых полупроводниках зона проводимости Γ_8 вырождена, и поэтому волновые функции электронов являются суперпозицией функций со значениями спинов $\sigma = \pm 1/2$.

здесь $u_j(m)$ — блоховские амплитуды для зон Γ_6 и Γ_8 :

$$\left. \begin{aligned} u_{1/2}\left(\frac{1}{2}\right) &= |S \uparrow\rangle, \quad u_{1/2}\left(-\frac{1}{2}\right) = |iS \downarrow\rangle, \\ u_{3/2}\left(\frac{3}{2}\right) &= \left|\frac{1}{\sqrt{2}}X^+ \uparrow\right\rangle, \quad u_{3/2}\left(-\frac{3}{2}\right) = \left|\frac{i}{\sqrt{2}}X^- \downarrow\right\rangle, \\ u_{3/2}\left(\frac{1}{2}\right) &= \left|\frac{i}{\sqrt{6}}(X^+ \downarrow - 2Z \uparrow)\right\rangle, \quad u_{3/2}\left(-\frac{1}{2}\right) = \left|\frac{1}{\sqrt{6}}(X^- \uparrow + 2Z \downarrow)\right\rangle, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

стрелки означают спиновые функции, соответствующие двум направлениям спина; $X^\pm = X \pm iY$, а S, X, Y, Z — периодические функции, которые преобразуются как функции s, p_x, p_y, p_z при преобразованиях группы тетраэдра T_d . Величины $f_N(\mathbf{R})$ представляют собой собственные функции гармонического осциллятора. Интегрирование в (4) проводится по объему элементарной ячейки Ω_0 .

Для блоховских амплитуд (5) вклад обменного взаимодействия (3) в энергии уровней Ландау зонных электронов описывается двумя параметрами:

$$\alpha = \langle S | J(r) | S \rangle, \quad \beta = \langle X | J(r) | X \rangle, \quad (6)$$

соответствующими зонам Γ_6 и Γ_8 . Оператор локализованных спинов \hat{S} при вычислении обменной поправки к энергиям электронных уровней $\Delta \varepsilon_{N, \sigma}$ заменяется средним значением $\langle \hat{S} \rangle$ (скобки $\langle \dots \rangle$ означают как термодинамическое среднее, так и усреднение по хаотическому распределению ионов Mn в кристалле). В результате усреднения для направления магнитного поля $\mathbf{H} \parallel z$ остается только z -компонента $\langle \hat{S} \rangle = \langle S \rangle^z$, ($\langle S^X \pm iS^Y \rangle = 0$), непосредственно связанная с намагниченностью ПМП:

$$M^z = -N_m \bar{g} \mu_B \langle S^z \rangle; \quad (7)$$

здесь $N_m = N_0 x$ — концентрация атомов марганца в ПМП, N_0 — число элементарных ячеек в единице объема, $\bar{g} = 2$ — фактор спектроскопического расщепления d-электронов марганца, μ_B — магнетон Бора.

В рамках трехзонной модели ($\Gamma_6, \Gamma_7, \Gamma_8$) явные выражения для обменной энергии электронов зоны Γ_8 имеют вид¹¹

$$\begin{aligned} \Delta \varepsilon_{N, +1/2} &= N_m \langle S^z \rangle \left(\frac{\beta}{6} \frac{8N-1}{4N+1} \frac{|\varepsilon_g| + \varepsilon_{N, +1/2}}{|\varepsilon_g| + 2\varepsilon_{N, +1/2}} + \frac{\alpha \varepsilon_{N, +1/2}}{|\varepsilon_g| + 2\varepsilon_{N, +1/2}} \right), \\ \Delta \varepsilon_{N, -1/2} &= N_m \langle S^z \rangle \left(\frac{\beta}{6} \frac{8N+9}{4N+3} \frac{|\varepsilon_g| + \varepsilon_{N, -1/2}}{|\varepsilon_g| + 2\varepsilon_{N, -1/2}} + \frac{\alpha \varepsilon_{N, -1/2}}{|\varepsilon_g| + 2\varepsilon_{N, -1/2}} \right); \end{aligned} \quad (8)$$

здесь $\varepsilon_{N, \pm 1/2}$ — невозмущенные значения энергии электронов зоны в магнитном поле, $N = 0, 1, 2, \dots$ — квантовое число, характеризующее номер уровня Ландау.

Для квадратичного закона дисперсии, который является неплохим приближением для электронов при больших зазорах $|\varepsilon_g|$, обменная энергия описывается простыми выражениями^{10, 25}:

$$\Delta \varepsilon_{N, \sigma} = \frac{\beta N_m}{3} \sigma \langle S^z \rangle \times \begin{cases} \frac{8N-1}{4N+1}, & \sigma = +\frac{1}{2}, \\ \frac{8N+9}{4N+3}, & \sigma = -\frac{1}{2}. \end{cases} \quad (9)$$

Из формулы (9) следует, что при $N = 0$ знаки обменных поправок $\Delta \varepsilon_{N, \sigma}$ к энергии $\varepsilon_{N, \sigma}$ одинаковы для $\sigma = \pm 1/2$, а при $N \gg 1$ — знаки противоположны. При $N \gg 1$ обменная поправка, очевидно, не зависит от номера уровня Ландау.

В ПМП с конечной щелью ($\varepsilon_g > 0$) добавка к энергии электронов зоны Γ_6 в приближении квадратичного закона дисперсии имеет вид

$$\Delta \varepsilon_{N, \sigma} = \alpha N_m \sigma \langle S^z \rangle \quad \left(\sigma = \pm \frac{1}{2} \right). \quad (10)$$

Обменное взаимодействие влияет и на g -фактор зонных электронов, характеризующий спиновое расщепление уровней в магнитном поле. Энергия спинового расщепления уровней Ландау, по определению,

$$\varepsilon_{\text{сп}}(N) = \varepsilon_{N, -1/2} - \varepsilon_{N, +1/2} = g\mu_B H. \quad (11)$$

Для кейновской непараболической зоны g -фактор электронов в полупроводнике с щелью $\varepsilon_g > 0$ (при $\varepsilon_g < 0$ в знаменателе (12) отсутствует слагаемое $3\varepsilon_g$)

$$g = 2 \left\{ 1 + \left[\left(1 - \frac{m_0}{m_n} \right) \frac{\Delta}{2\Delta + 3\varepsilon_g + 3\varepsilon_F} \right] \right\}, \quad (12)$$

где m_0 — масса свободного электрона, ε_F — энергия Ферми, m_n — эффективная масса электрона на дне зоны. В случае малой эффективной массы ($m_n < m_0$), что обычно имеет место у полупроводников с малой величиной прямой щели $\varepsilon_g = |\varepsilon(\Gamma_6) - \varepsilon(\Gamma_8)|$, g -фактор зонных электронов отрицателен, в отличие от g -фактора свободного электрона, равного по определению $+2$.

Обменное взаимодействие в ПМП приводит, как видно из формул (8) и (11), к перенормировке g -фактора зонных электронов, который становится функцией магнитного поля и температуры. Для квадратичного закона дисперсии перенормированный g -фактор

$$g^* = g + \frac{\delta N_{\text{mc}} \langle S^z \rangle}{\mu_B H}, \quad (13)$$

где $\delta \equiv \alpha$ или $\delta \equiv \beta$ для зон Γ_6 и Γ_8 соответственно, $c \approx 1$.

Из формулы (13) следует, что если знаки g и δ одинаковы, то спиновое расщепление уровней Ландау под влиянием обменного взаимодействия может только увеличиваться. При достаточно большой обменной добавке может наступить вырождение и даже инверсия спиновых подуровней, относящихся к разным уровням Ландау. Однако при этом зависимость $|g^*(T)|$ будет носить монотонный характер, так как $\langle S^z \rangle$ для любых магнитных систем уменьшается с ростом температуры. Более любопытная ситуация может возникнуть, когда знаки g и δ противоположны. В этом случае спиновое расщепление уровней Ландау уменьшается за счет обменной добавки. При этом в реально достижимых магнитных полях может наступить вырождение спиновых подуровней, относящихся к одному уровню Ландау ($g^* = 0$). Дальнейшее увеличение вклада обменного взаимодействия в энергию приведет к инверсии спиновых подуровней и возрастанию эффективного g^* -фактора. В таком случае эволюция спиновых подуровней должна, очевидно, приводить к немонотонной зависимости $|g^*(T)|$.

Обменное взаимодействие оказывает также сильное влияние и на перестройку энергетических уровней тяжелых дырок валентной зоны. На рис. 3

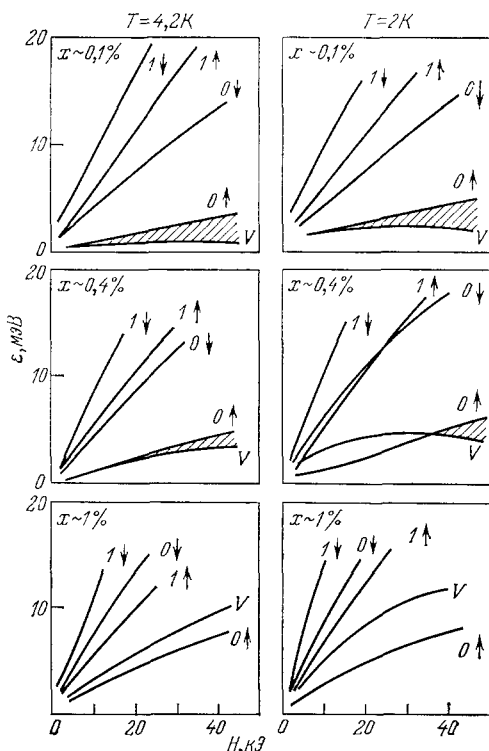


Рис. 3. Зависимость энергии уровней Ландау в зоне Γ_8 при $k_z = 0$ от магнитного поля для $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ различных составов⁹. Стрелки \uparrow, \downarrow означают спиновое состояние, V — вершина валентной зоны

приведены результаты расчета зависимостей энергии уровней Ландау при $k_z = 0$ от магнитного поля при двух температурах для кристаллов $\text{Hg}_{0,96}\text{Mn}_{0,04}\text{Te}$ ¹⁰. Из расчетов следует, что обменное взаимодействие особенно сильно сказывается на изменении положений низшего электронного ε_c и верхнего валентного ε_v энергетических уровней. При увеличении магнитного поля уровни ε_c и ε_v могут пересечься. Энергия перекрытия этих уровней будет возрастать до тех пор, пока добавка к энергии валентного уровня ε_v , пропорциональная $\langle S^z \rangle$, не достигнет насыщения ($\langle S^z \rangle \sim S$). Дальнейшее движение уровня ε_v с магнитным полем определяется зависимостью от поля циклотронной энергии дырки $\hbar\omega_p = eH/m_p c$ (m_p — эффективная масса тяжелой дырки), что в конечном итоге приведет к уменьшению перекрытия уровней ε_v и ε_c *). В некотором магнитном поле $H = H_{\text{кр}}$ перекрытие $\varepsilon_{\text{п}} = \varepsilon_v - \varepsilon_c$ становится равным нулю ($H_{\text{кр}} = 37$ кЭ для $x = 0,004$ при $T = 2$ К¹⁰; $H = 80-100$ кЭ для $x \leq 0,06$ при $T = 4,2$ К²⁶).

К такому же эффекту приводит и увеличение содержания марганца в $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ при постоянном магнитном поле и фиксированной температуре.

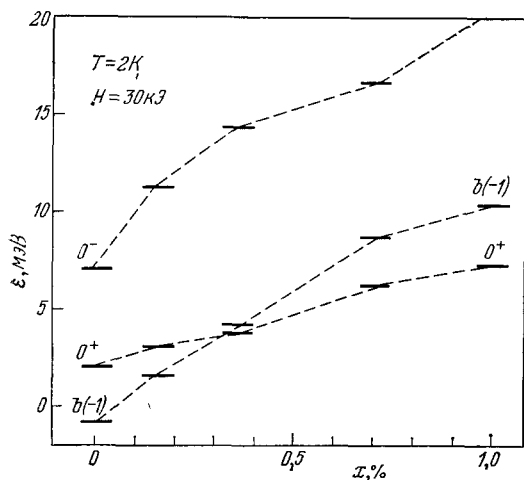


Рис. 4. Эволюция электронных (0^+ и 0^-) и верхнего валентного $b(-1)$ энергетических уровней при изменении содержания Mn в $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ⁹. $H = 30$ кЭ, $T = 2$ К; горизонтальные черточки соответствуют положениям краев энергетических зон

Энергия валентного уровня ε_v при увеличении марганца в $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ возрастает столь быстро, что при некотором значении $x = x_{\text{кр}}$ верхний валентный уровень ε_v также оказывается расположенным выше по энергии нижнего уровня зоны проводимости ε_c . При этом ПМП становится полуметаллом (рис. 4). Величина перекрытия энергетических уровней ε_v и ε_c ($\varepsilon_{\text{п}} = \varepsilon_v - \varepsilon_c$) зависит от внешнего магнитного поля, температуры и концентрации переходного элемента (Mn) в ПМП. Столь необычная эволюция энергетических уровней зонных носителей приводит к целому ряду особенностей термогальваномагнитных коэффициентов в ПМП, часть которых будет рассмотрена ниже.

3. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Магнитные свойства бесщелевых полупроводников HgTe и HgSe , с одной стороны, и магнитных полупроводников MnTe и MnSe , с другой, заметно различаются. Теллурид и селенид марганца — типичные антиферромагнетики^{23 **}).!

*) Столь сильное влияние обменной поправки на энергию валентного уровня обусловлено относительно малой величиной орбитальной энергии тяжелых дырок, обладающих большой эффективной массой $m_p \gg m_n$.

**) Температура Нееля для MnTe $T_N = 307$ К²⁸, а для MnSe $T_N = 223$ К²⁹.

Очевидно, что с увеличением содержания марганца в твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ и $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ характер обменного взаимодействия между локализованными моментами должен меняться, что будет приводить к изменению намагниченности ПМП. Кинетические и магнитооптические явления в ПМП весьма чувствительны к состоянию магнитной подсистемы кристалла. Поэтому знание характера обменной связи между локализованными магнитными моментами необходимо, в частности, для интерпретации кинетических и магнитооптических свойств ПМП и, кроме того, для понимания особенностей поведения неупорядоченных магнитных материалов.

С целью получения общей картины магнитных свойств ПМП в ряде лабораторий были выполнены многочисленные измерения магнитной восприимчивости, теплоемкости, парамагнитного резонанса и других эффектов. Результаты измерений показали, что в узкощелевых ПМП по мере увеличения содержания марганца наблюдается непрерывный переход из парамагнитной фазы в фазу спинового стекла. В ПМП с широкой запрещенной зоной $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ и с высоким содержанием марганца ($x \gtrsim 0,70$) была обнаружена магнитоупорядоченная фаза, которой у узкощелевых ПМП нет.

а) Парамагнитная фаза

Экспериментальное изучение магнитных свойств ПМП³⁰⁻⁴⁰ показало, что отличная от нуля намагниченность M у твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ и $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ возникает и начинает расти при включении внешнего магнитного поля и увеличении его напряженности. В интервале температур 10—60 К намагниченность ПМП с содержанием марганца $x \lesssim 0,16$ вплоть до магнитных полей $H \sim 60$ кЭ возрастает, как для типичных парамагнетиков, прямо пропорционально напряженности магнитного поля⁴¹:

$$M = \chi H. \quad (14)$$

Парамагнитная восприимчивость χ не зависит от магнитного поля, но сильно зависит от температуры и содержания ионов марганца Mn^{2+} в твердом растворе.

Анализ измерений температурной зависимости магнитной восприимчивости показал, что при достаточно малом содержании ионов марганца в ПМП ($x \gtrsim 0,005$) магнитная восприимчивость χ хорошо описывается законом Кюри³¹

$$\chi = \frac{N_m S(S+1) (\bar{g}\mu_B)^2}{3k_B T}, \quad (15)$$

где k_B — постоянная Больцмана.

Этот экспериментальный факт можно объяснить крайне слабым обменным взаимодействием между ионами марганца Mn^{2+} , расстояние между которыми велико при столь малых концентрациях их. Магнитный момент иона вносит в этом случае аддитивный вклад в общую намагниченность ПМП. Среднее значение локализованного спина, которое входит в выражение для намагниченности (7), определяется выражением

$$\langle S^z \rangle = -SB_S \left(\frac{\bar{g}\mu_B SH}{k_B T} \right), \quad (16)$$

где функция Бриллюэна

$$B_S(y) = \frac{2S+1}{2S} \coth \left(\frac{2S+1}{S} y \right) - \frac{1}{2S} \coth \frac{y}{2S}. \quad (17)$$

При сравнительно низких температурах или в сильных магнитных полях, когда $\bar{g}\mu_B SH \gg k_B T$, линейная связь между M и H нарушается, и намагниченность с ростом H , согласно (7), приближается к насыщению, при котором $M = -N_m \bar{g}\mu_B$.

По мере увеличения концентрации марганца в ПМП выше $x \sim 0,005$ магнитная восприимчивость твердых растворов уже не описывается законом Кюри (15). В области высоких температур и при $x > 0,005$ она подчиняется закону Кюри — Вейсса

$$\chi = \frac{N_m S(S+1) (\bar{g}\mu_B)^2}{3k_B (T - \Theta)}, \quad (18)$$

причем характеристическая температура Θ отрицательна. Наличие отличной от нуля характеристической температуры свидетельствует о появлении обменного взаимодействия между ионами марганца, а отрицательный знак Θ указывает на то, что это взаимодействие является антиферромагнитным. Зависимость Θ от содержания ионов Mn^{2+} при концентрациях $x \leq 0,3$ является практически линейной^{9, 38}.

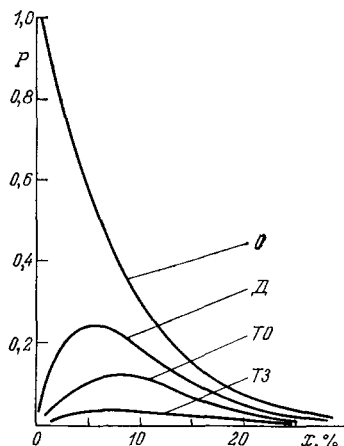


Рис. 5. Вероятность нахождения магнитного иона Mn^{2+} в кластере определенного вида при хаотическом распределении марганца в ПМП³⁸

При низких температурах зависимость $\chi^{-1}(T)$ отклоняется от линейной и при понижении температуры χ^{-1} стремится к нулю. Такое поведение магнитной восприимчивости может быть объяснено в рамках модели, в которой предполагается образование в ПМП магнитных кластеров, состоящих из нескольких близко расположенных ионов Mn^{2+} . Между магнитными моментами ионов марганца, образующих кластер, существует прямое обменное взаимодействие антиферромагнитного характера, которое и обуславливает более резкое изменение магнитной восприимчивости χ при понижении температуры. Магнитная восприимчивость при наличии магнитных кластеров в кристалле может быть представлена в виде

$$\chi = \chi_1 + \chi_2 + \chi_3 + \dots, \quad (19)$$

где χ_1 — восприимчивость изолированных ионов марганца Mn^{2+} , образующих кластер типа 0. Величина χ_1 определяется выражением (15). Величина χ_2 есть вклад в восприимчивость от кластеров, состоящих из двух магнитных ионов Mn^{2+} (кластеры типа D). Согласно³⁰

$$\chi_2 = \frac{C_2 N_2}{T}; \quad (20)$$

здесь N_2 — концентрация кластеров типа D, а

$$C_2 = \frac{(\bar{g}\mu_B)^2 \sum_{S=0}^5 S(S+1)(2S+1) \exp[-J_1 S(S+1)/2k_B T]}{3k_B \sum_{S=0}^5 (2S+1) \exp[-J_1 S(S+1)/2k_B T]}; \quad (21)$$

J_1 — обменный интеграл, описывающий обменное взаимодействие между магнитными моментами внутри кластера D. Значения обменного интеграла, найденные из измерений намагниченности кристаллов $Hg_{1-x}Mn_xTe$, равны: $J_1 = 0,7$ мэВ для $x = 0,02$ согласно⁹ и $J_1 = 0,84$ мэВ для $x = 0,05$ согласно³⁹. Восприимчивость χ_3 характеризует вклад от кластеров, состоящих из трех ионов Mn^{2+} .

Вероятность $P(x)$ образования магнитных кластеров различной конфигурации в зависимости от содержания марганца в ПМП в предположении, что ионы Mn^{2+} распределены по подрешетке хаотически, приведены на рис. 5. Для кластеров, состоящих из трех ионов марганца, различают откры-

тые (ТО) и закрытые (ТЗ) кластеры. В ТО кластерах первый из магнитных ионов Mn^{2+} взаимодействует со вторым, второй — с третьим, а связь между третьим и первым отсутствует. В ТЗ кластерах каждый магнитный ион Mn^{2+} взаимодействует с двумя остальными. Вероятность образования кластера определенного вида приведена в табл. I.

Анализ вероятностей образования магнитных кластеров различной конфигурации в предположении хаотического распределения ионов Mn^{2+} в подрешетке показал, что в ПМП с содержанием Mn $x \leq 0,03$ для описания намагниченности достаточно учесть только кластеры типа О и Д. Среднее значение локализованного спина, входящее в выражение для намагниченности (7), в этом случае приобретает вид

$$\langle S^z \rangle = P_1(x) \langle S^z \rangle_1 + P_2^{(1)}(x) \langle S^z \rangle_2^{(1)} + P_2^{(2)}(x) \langle S^z \rangle_2^{(2)}, \quad (22)$$

где $P_1(x)$ — вероятность образования кластера типа О, а $P_2^{(1)}$ и $P_2^{(2)}$ — вероятности образования кластеров Д с расстояниями между ионами марганца Mn^{2+} равными $a_0 \sqrt{2}$ и a_0 соответственно (a_0 — постоянная решетки), $\langle S_i^z \rangle$ — среднее значение локализованного спина в кластере типа i .

В рамках рассмотренной кластерной модели Бастард и др. ³⁷ получили следующее выражение для магнитной восприимчивости в пределе $\bar{g}\mu_B SH < k_B T$:

$$\chi = \frac{(\bar{g}\mu_B)^2 S(S+1) N_{\text{eff}}(T)}{3k_B(T - \Theta(T))}; \quad (23)$$

здесь $N_{\text{eff}}(T)$ — концентрация тех локализованных магнитных моментов, которые вносят вклад в намагниченность ПМП при температуре T ; $\Theta(T)$ — эффективная температура Кюри — Вейсса. Проведенный авторами ³⁷ анализ показал, что величины N_{eff} и Θ весьма чувствительны к температуре. Так, при низких температурах ($T \rightarrow 0$)

$$N_{\text{eff}}(T \rightarrow 0) = \Omega^{-1} N_m P_1(x),$$

$$\Theta(T \rightarrow 0) = - \frac{S(S+1)x P_1(x)}{3} \sum_{\mathbf{R}_{ij}^a} J(\mathbf{R}_{ij}), \quad (24)$$

где Ω — объем кристалла, $J(\mathbf{R}_{ij})$ — обменный интеграл, описывающий взаимодействие между локализованными спинами $S_{\mathbf{R}_i}$ и $S_{\mathbf{R}_j}$.

В области высоких температур ($T \rightarrow \infty$)

$$N_{\text{eff}}(T \rightarrow \infty) = \Omega^{-1} N_m,$$

$$\Theta(T \rightarrow \infty) = - \frac{S(S+1)x [P_1(x) + P_2^{(1)}(x) + P_2^{(2)}(x)]}{3} \sum_{\mathbf{R}_{ij} > a_0} J(\mathbf{R}_{ij}). \quad (25)$$

Таким образом, при низких температурах вклад в намагниченность ПМП вносят только единичные кластеры типа О, а вклад от кластеров типа Д практически равен нулю. В области высоких температур намагниченность

Таблица I

Тип кластера	$P(x)$
• О	$(1-x)^{12}$
• — • Д	$12 x (1-x)^{18}$
• — • — • ТО	$18 x^2 (7-x) (1-x)^{23}$
• — • \ / • ТЗ	$24 x^2 (1-x)^{22}$

ПМП определяется как кластерами типа О, так и кластерами типа Д. Выражение (23) хорошо описывает экспериментальные кривые намагниченности $M(T)$ для кристаллов $Hg_{1-x}Mn_xTe$ с $x \leq 0,03$ ³¹. Однако пренебрежение в расчете кластерами, большими чем парные, не позволило авторам³⁷ описать намагниченность кристаллов с содержанием марганца $x > 0,03$.

В образцах $Hg_{1-x}Mn_xTe$ с содержанием марганца, превышающим 3%, количество кластеров, объединяющих большое число ионов Mn^{2+} , резко возрастает. Поэтому необходимо учитывать вклад в намагниченность от тройных и более крупных кластеров. В такой ситуации существенно обменное взаимодействие не только между ближайшими соседями Mn^{2+} , но и между более удаленными ионами. Количественное рассмотрение в этом случае практически невозможно реализовать из-за чрезвычайно больших математических трудностей.

Возможен, однако, другой способ описания намагниченности ПМП, который свободен от подобных трудностей. Предположим, что распределение ионов Mn^{2+} в решетке ПМП не подчиняется статистическим закономерностям, так что вычисленные согласно распределению Пуассона $P(x)$ концентрации кластеров типов О, Д, ТО, ТЗ не соответствуют их фактическому распределению в кристалле. Можно ввести некоторое модифицированное распределение $P_m(x)$, согласно которому процесс образования кластеров должен начинаться при значительно меньших концентрациях марганца, чем при распределении Пуассона. Подбирая эмпирическим путем вклады в намагниченность ПМП от кластеров типов О, Д, ТО и ТЗ можно попытаться описать зависимость намагниченности от температуры и магнитного поля. Такая процедура была выполнена авторами работ^{38, 39}, экспериментально исследовавшими намагниченность кристаллов $Hg_{1-x}Mn_xTe$ с содержанием марганца $x \approx 0,03$ и $x \approx 0,05$. Результаты этих работ иллюстрирует табл. II. В ней

Таблица II

Тип кластера	$x = 0,03$		$x = 0,05$	
	$P(x)$	$P_m(x)$	$P(x)$	$P_m(x)$
О	0,72	0,23	0,40	0,46
Д	0,20	0,59	0,24	0,47
ТЗ	0,01	0	0,02	0
ТО	0,05	0	0,05	0,07

приведены для сравнения вероятности образования магнитных кластеров при хаотическом $P(x)$ и модифицированном $P_m(x)$ распределениях. Используя значения $P_m(x)$, авторы^{35, 38} смогли вполне удовлетворительно описать экспериментальные кривые намагниченности $Hg_{1-x}Mn_xTe$ и $Hg_{1-x}Mn_xSe$ в широком интервале температур и магнитных полей.

Ясно, однако, что вопрос об адекватности найденного эмпирического распределения ионов марганца Mn^{2+} и реального их распределения в ПМП требует дальнейшего тщательного исследования.

В области низких температур и сильных магнитных полей намагниченность кристаллов $Hg_{1-x}Mn_xTe$ и $Hg_{1-x}Mn_xSe$ с содержанием марганца $x > 0,05$, как оказалось, хорошо описывается полуэмпирической формулой

$$\langle S^z \rangle = -S_0 B_{5/2} \left(\frac{\bar{g} \mu_B S H}{k_B (T + T_0)} \right), \quad (26)$$

где S_0 и T_0 — подгоночные параметры, которые могут быть определены из сопоставления выражения (26) и экспериментально найденной зависимости

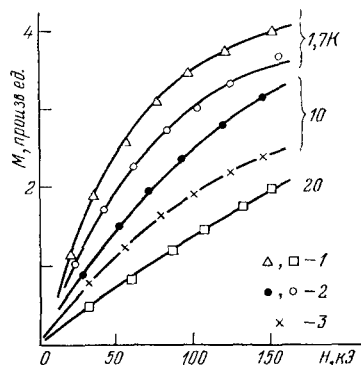
Таблица III

T, К	Hg _{1-x} Mn _x Te				Hg _{1-x} Mn _x Se			
	x = 0,1		x = 0,12		x = 0,14		x = 0,145	
	S ₀	T ₀	S ₀	T ₀	S ₀	T ₀	S ₀	T ₀
1,7	1,02	9,9	0,87	11,7	0,77	12,1	0,67	9,9
4,2	1,02	8,6	0,89	11,0	0,79	11,2	0,70	9,4
10	0,83	8,6	0,94	14,1	0,85	12,9	0,74	10,7
20	1,14	23,4	1,18	22,7	1,03	18,5	0,86	14,9

восприимчивости от температуры. Значения S_0 и T_0 , определенные из измерений магнитной восприимчивости ⁴¹, приведены в табл. III.

Рис. 6. Зависимость намагниченности кристаллов Hg_{1-x}Mn_xTe и Hg_{1-x}Mn_xSe с различным содержанием Mn от магнитного поля и температуры ⁴¹.

1 — Hg_{0,85}Mn_{0,15}Se, 2 — Hg_{0,88}Mn_{0,12}Te, 3 — Hg_{0,8}Mn_{0,2}Te (сплошные линии — результаты расчета, значки — экспериментальные данные)



Соответствие между экспериментальными кривыми и теоретически рассчитанными значениями намагниченности для Hg_{1-x}Mn_xTe и Hg_{1-x}Mn_xSe проиллюстрировано на рис. 6.

б) Фаза спинового стекла

Исследуя температурную зависимость магнитной восприимчивости кристаллов Hg_{1-x}Mn_xTe с $0,12 \leq x \leq 0,20$, авторы ⁴² выявили немонотонное изменение магнитной восприимчивости в интервале температур 2—10 К для образцов с содержанием марганца $x \geq 0,13$. Аналогичное поведение магнитной восприимчивости было обнаружено для Hg_{0,65}Mn_{0,35}Te в интервале $8 \leq T \leq 12$ К ³⁸. Появление характерного излома на кривой $\chi(T)$ и его форма, как показали исследования ³⁸, существенно зависят от того, был ли образец охлажден в магнитном поле или в его отсутствие (рис. 7). Такое поведение магнитной восприимчивости характерно для веществ, которые получили название спиновых стекол (например, CuMn, AuFe) ⁴³. Переход из парамагнитной фазы в фазу спинового стекла был обнаружен и при изучении теплоемкости ПМП ³⁵.

Спиновые стекла характеризуются наличием определенной температуры T_S , ниже которой на i -м узле решетки имеется отличный от нуля магнитный момент ($\langle S_i \rangle \neq 0$ при $T < T_S$ и $\langle S_i \rangle = 0$ при $T > T_S$), который «заморожен» вдоль некоторой произвольной оси. Распределение этих осей в пространстве хаотическое, так что конфигурационное среднее $\langle \bar{S}_i \rangle = 0$ для всех температур. Важно отметить коренное отличие фазы спинового стекла от парамагнитной фазы: в последней направления магнитных моментов флуктуируют во времени непрерывно и случайным образом. В спиновом стекле при

$T < T_s$ направления магнитных моментов «замораживаются» и далее с течением времени не изменяются. Возникающее в фазе спинового стекла расположение магнитных моментов не является единственно возможным, оно представляет собой одно из многих почти вырожденных основных состояний системы.

Значение критической концентрации марганца $x_{кр}$, которое разделяет парамагнитную фазу и фазу спинового стекла в $Hg_{1-x}Mn_xSe$, $x_{кр} \approx 0,16$ ³⁵.

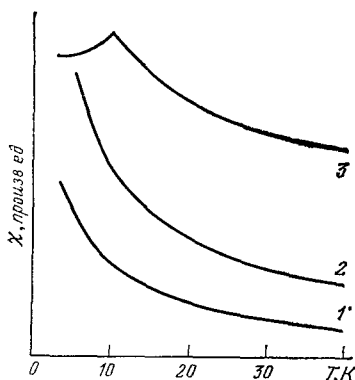


Рис. 7. Зависимость магнитной восприимчивости $Hg_{1-x}Mn_xTe$ от температуры³⁸.

1 — $x = 0,012$, 2 — $x = 0,036$, 3 — $x = 0,35$

Эта величина хорошо согласуется со значениями, которые следуют из теории протекания: $x_{кр} = 0,17$ ⁴⁴, $x_{кр} = 0,20$ ⁴⁵. Существование фазы спинового стекла для ПМП с $\epsilon_g < 0$ выявили авторы^{46, 47}, которые исследовали $Hg_{1-x}Mn_xTe$ с содержанием марганца $0 < x \leq 0,075$. Концентрация марганца в исследованных образцах была значительно меньше концентрации протекания $x_{кр}$. Казалось, что при столь малом содержании Mn^{2+} ПМП должен оставаться парамагнетиком вплоть до самых низких температур. Однако, как известно, в полупроводниках возможен косвенный обмен между магнитными ионами Mn^{2+} за счет виртуальных переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости. Этот механизм сравнительно слаб в полупроводниках с конечной величиной запрещенной зоны ($\epsilon_g > 0$), так как косвенное взаимодействие пропорционально

$\exp[-\alpha m_n \epsilon_g R_{ij}/\hbar]$ (R_{ij} — расстояние между магнитными ионами). В то же время в бесщелевых ПМП ($\epsilon_g < 0$) роль виртуальных переходов в установлении взаимодействия между ионами Mn^{2+} (об этом речь будет идти ниже) достаточно велика, благодаря чему возможно образование фазы спинового стекла.

С целью выяснения возможности корреляции между величиной зазора ϵ_g и температурой перехода в спиновое стекло T_s авторы⁴⁷ провели серию экспериментов на кристаллах $Hg_{1-x}Mn_xTe$, у которых изучалось влияние всестороннего давления \mathcal{P} на величину ϵ_g . С ростом давления величина $|\epsilon_g|$ уменьшается, достигает нуля при некотором давлении $\mathcal{P} = \mathcal{P}_k$, при котором термы Γ_6 и Γ_8 инвертируют, и далее при $\mathcal{P} > \mathcal{P}_k$ в ПМП открывается прямая щель $\epsilon_g = \epsilon(\Gamma_6) - \epsilon(\Gamma_8) > 0$. Результаты этих измерений показали, что переход ПМП в фазу спинового стекла имеет место только в области бесщелевого состояния. После инверсии термов Γ_6 и Γ_8 такой переход не наблюдался. Это, по-видимому, свидетельствует о том, что существование фазы спинового стекла при $\epsilon_g < 0$ обусловлено обменным взаимодействием ионов Mn^{2+} , осуществляемым при помощи виртуальных межзонных переходов электронов через нулевую запрещенную зону. Спин-стекольное поведение в этом случае является результатом хаотичности распределения величины и знака интеграла косвенного обменного взаимодействия между соседними магнитными моментами.

При достаточно высоких концентрациях Mn , когда кристаллы ПМП обладают конечной щелью, косвенный обмен за счет виртуальных переходов не может явиться причиной возникновения фазы спинового стекла. Можно думать, что за переход в фазу спинового стекла в этом случае ответствен механизм фрустрации^{50, 51}. Суть этого механизма сводится к следующему. В ПМП со щелью ионы Mn^{2+} , как установлено, образуют большое число магнитных кластеров. Минимуму энергии магнитного ферро- или антиферромагнитного взаимодействия между ионами Mn^{2+} в пределах каждого кластера соответствует некоторая «оптимальная» ферро- или антиферромагнитная

ориентация магнитных моментов внутри кластера. При понижении температуры магнитные моменты кластеров не образуют магнитоупорядоченной фазы: минимуму энергии кристалла ниже некоторой характерной для кристалла температуры $T = T_s$ соответствует фаза спинового стекла, при которой магнитные моменты кластеров оказываются «замороженными», хаотическим образом образуют фрустрированную систему *). Заметим, что расположение магнитных моментов Mn^{2+} в основном состоянии фрустрированной системы не является единственным: возможен целый набор эквивалентных состояний системы.

На рис. 8 представлены фазовые диаграммы для ПМП $Hg_{1-x}Mn_xTe$ и $Hg_{1-x}Mn_xSe$, полученные из магнитных измерений. Для $Hg_{1-x}Mn_xTe$ видны две области фазы спинового стекла. Однако, если принять во внимание

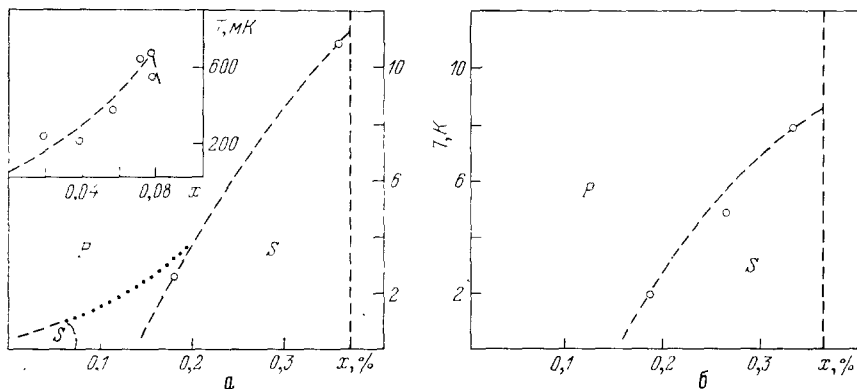


Рис. 8. Фазовые ($T - x$) диаграммы магнитного состояния ПМП.

P — область парамагнитной фазы, S — область спинового стекла. а — ПМП $Hg_{1-x}Mn_xTe$ (на вставке приведены данные из работы⁴⁷; кружки — из^{38, 39}); б — ПМП $Hg_{1-x}Mn_xSe$ (кружки — из³⁸)

тенденцию к образованию кластеров даже при сравнительно малом содержании марганца в ПМП, а также данные исследований ПМП с широкой запрещенной зоной ($Cd_{1-x}Mn_xTe$ ⁵²), согласно которым фаза спинового стекла реализуется для кристаллов с содержанием марганца $x = 0,01$ и $x = 0,05$ при $0,01 \leq T \leq 0,1$ К, то нельзя отбросить вероятность существования на фазовой диаграмме единой области фазы спинового стекла. Ясно, что необходимы исследования ПМП $Hg_{1-x}Mn_xTe$ с промежуточным содержанием марганца от $x = 0,05$ до $x = 0,10$ (см. рис. 8).

в) Косвенное взаимодействие в бесщелевых кристаллах $Hg_{1-x}Mn_xTe$

При малом содержании марганца в ПМП орбиты сильно локализованных d-электронов ионов марганца очень слабо перекрываются. В этом случае прямое обменное взаимодействие между локализованными моментами, которое обусловлено перекрытием волновых функций электронов соседних ионов, становится пренебрежимо малым. Тем не менее обменная связь между локализованными на ионах магнитными моментами может возникнуть даже в отсутствие прямого обмена вследствие косвенного обмена через зонные носители заряда (РККИ взаимодействие **). Однако при низких температурах

*) Фрустрация (англ. frustration) — разрушение, срыв, в данном случае магнитного порядка.

**) Обменное взаимодействие между зонными электронами и электронами, локализованными на узле, может стать причиной возникновения эффективной обменной связи между локализованными электронами даже в отсутствие прямого обмена между ними. Этот тип косвенного обмена через электроны проводимости называется взаимодействием Рудермана — Киттеля — Касуи — Йосиды (РККИ)⁴⁸.

концентрация зонных носителей заряда в бесщелевых ПМП типа $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x \leq 0,07$) сравнительно невелика $\sim 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Как показывают оценки ²⁴, такого количества носителей заряда оказывается недостаточно для обеспечения эффективного РККИ взаимодействия между локализованными магнитными моментами. Отсутствие энергетической щели в кристаллах $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с $x \leq 0,07$ приводит к тому, что косвенная обменная связь между ионами Mn^{2+} может осуществляться виртуальными электронами, возбуждаемыми из валентной зоны в зону проводимости. Впервые такой механизм косвенного обмена был рассмотрен в работе Бломбергена и Роуланда применительно к антиферромагнитному диэлектрику ⁵³. Для полупроводников с различными вариантами взаимного расположения максимума валентной зоны и нескольких минимумов зоны проводимости механизм косвенного обмена через виртуальные электроны был изучен в работах Абриковского ⁵⁴.

Из-за сильной спин-орбитальной связи электронов в $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ косвенное обменное взаимодействие уже не описывается простым выражением в форме Гайзенберга $\sim S_1 S_2$, а имеет более сложный вид ⁴⁹:

$$H_{ex} = \sum_{\alpha\beta} \Delta^{\alpha\beta} S_1 S_2 \quad (\alpha, \beta = x, y, z). \quad (27)$$

Тензор $\Delta^{\alpha\beta}$, описывающий косвенную обменную связь между ионами марганца, характеризуется в общем случае девятью независимыми константами. Это число, вообще говоря, может быть уменьшено, если принять во внимание расположение пары ионов Mn^{2+} относительно атомов решетки ⁵⁵. Симметричная часть тензора $\Delta^{\alpha\beta}$ представляет собой сумму гайзенберговского обменного взаимодействия

$$H_{ex}^I = A \sum S_1 S_2 \quad (28)$$

и анизотропного псевдодипольного взаимодействия

$$H_{ex}^{II} = B \left[S_1 S_2 - 3 \frac{(R_{12} S_1) (R_{12} S_2)}{R_{12}^3} \right]; \quad (29)$$

здесь $R_{12} = R_1 - R_2$, константы A и B выражаются через диагональные компоненты тензора $\Delta^{\alpha\beta}$ ⁴⁹.

Оценки обменных интегралов, выполненные в работе ^{56, 57}, в предположении, что валентная зона полностью заполнена, а зона проводимости пустая (случай соответствует $T = 0$) показали, что псевдодипольное взаимодействие (29) вносит больший вклад в обменную связь ($\text{Mn}-\text{Mn}$), чем изотропное взаимодействие (28).

Поэтому оценка температуры магнитного упорядочения, которая ранее была сделана Бастардом и Левинером ⁵⁷, рассматривавшими только изотропное взаимодействие (28), неверна: наличие большого анизотропного взаимодействия должно привести к «замораживанию» локализованных моментов, т. е. к образованию спинового стекла. Исследования магнитной восприимчивости бесщелевых полупроводников $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ⁴⁷ действительно показали, что при низких температурах реализуется фаза спинового стекла.

4. МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Изучение внутризонных и межзонных переходов, которые совершают зонные носители заряда при поглощении света в магнитном поле, позволяет получать информацию об энергетическом спектре, эффективных массах, g -факторе носителей заряда.

Эксперименты по исследованию магнитооптических переходов в ПМП проводились как для конфигурации Фарадея ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$), так и для конфигурации Фойгта ($\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$) (\mathbf{k} — волновой вектор электромагнитной волны). Энергия излучения, использованная различными исследователями для возбуждения как внутризонных (переходы между уровнями Ландау в пределах одной

зоны $\Gamma_8 \rightarrow \Gamma_8$), так и межзонных (переходы типа $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_8$) переходов, составляла от нескольких мэВ (3,68⁵⁸, 6,36⁵⁹, 10, 45¹⁹) до сотен мэВ (230–370)^{60, 61} 600¹⁹. Все эксперименты были выполнены в интервале температур от 4,2 К до 80 К. Концентрация марганца в исследованных кристаллах ПМП варьировалась в довольно широких пределах: $x \leq 0,001$ ⁵⁹, $x \leq 0,02$ ⁶², $x \leq 0,15$ ³,⁶³, $x \leq 0,27$ ⁶³. Иными словами, исследовались как бесщелевые ($\varepsilon_g < 0$), так и полупроводниковые ($\varepsilon_g > 0$) образцы ПМП.

а) Магнитооптические переходы в бесщелевых ПМП

Правила отбора, которым удовлетворяли магнитооптические переходы в исследованных бесщелевых ПМП, приведены в табл. IV: здесь ε'' соответствует продольной, а σ^\pm — правой и левой круговым поляризациям электромагнитной волны.

Таблица IV

Поляризация	Переход
σ^+	$b_{\Gamma_6}(N+1) \rightarrow b_{\Gamma_8}(N)$
σ^-	$a_{\Gamma_6}(N) \rightarrow a_{\Gamma_8}(N+1)$
ε''	$a_{\Gamma_6}(N) \rightarrow b_{\Gamma_8}(N+1)$

Первой особенностью, обнаруженной в спектрах поглощения бесщелевых ПМП, оказалась их сильная температурная зависимость в интервале температур 2–4 К⁹. При увеличении концентрации марганца положение наблюдаемых максимумов поглощения сдвигалось в сторону меньших магнитных полей.

Сравнивая энергии переходов, наблюдавшихся в бесщелевых кристаллах $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ при температуре 4,2 К, с соответствующими переходами в кристаллах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с такой же величиной энергетического зазора $\varepsilon_g = \varepsilon(\Gamma_6) - \varepsilon(\Gamma_8)$, авторы¹⁰ установили, что эти переходы для случая ε'' -поляризации практически совпадают для обоих типов кристаллов, тогда как для σ^- -поляризации положение соответствующих переходов в $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$

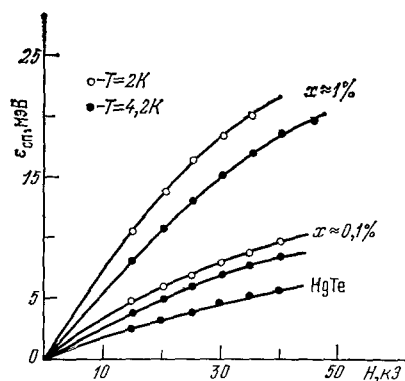


Рис. 9. Зависимость энергии спинового расщепления $\varepsilon_{\text{сп}}$ ($N = 1$) от магнитного поля для $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ и HgTe ⁹

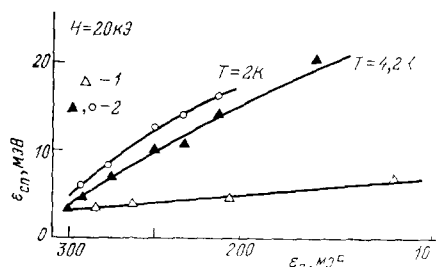


Рис. 10. Зависимость энергии спинового расщепления для $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ (1) и $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ (2) от величины энергетического зазора ε_g ⁹

сдвигается в сторону меньших, а для σ^+ -поляризации в сторону больших энергий по сравнению с положением соответствующих переходов в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Этот факт указывает на возрастание энергии спинового расщепления $\varepsilon_{\text{сп}}(N)$ в ПМП. Анализ магнитооптических спектров показал, что энергия спинового расщепления в ПМП зависит как от состава x , так и от температуры. Типичная зависимость энергии спинового расщепления $\varepsilon_{\text{сп}}(N = 1)$ от магнитного поля, найденная для $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ из разности энергий между переходами ($2^+ \rightarrow 1^+$) для σ^+ -поляризации и ($2^- \rightarrow 1^-$) для ε'' -поляризации, представлена на рис. 9.

Рис. 10 иллюстрирует зависимость энергии спинового расщепления от величины энергетического зазора ε_g , т. е. от содержания Cd или Mn в кри-

сталлах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ и $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ в магнитном поле $H = 20$ кЭ. Заметим, что обнаруженное для ПМП изменение энергии спинового расщепления с температурой и составом приводит к иной зависимости разности энергий переходов $\delta = \varepsilon(1^+ \rightarrow 2^+) - \varepsilon(1^- \rightarrow 0^-)$ от величины энергетического зазора ε_g , чем у бесщелевых полупроводников типа $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Так, если для кристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $\varepsilon_g < 0$ величина δ увеличивается при возрастании температуры и содержания Cd, то для ПМП величина δ уменьшается и становится отрицательной. Так, для ПМП $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с $\varepsilon_g = -270$ мэВ величина $\delta^{85, 60}$ — отрицательна.

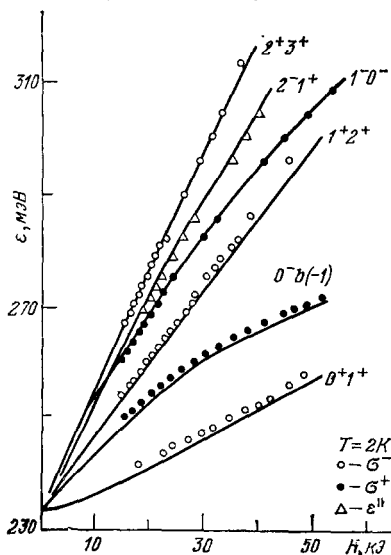


Рис. 11. Зависимость от магнитного поля энергии $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_8$ -переходов в $\text{Hg}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}\text{Te}$ при $T = 2$ К°. Сплошные линии — теория, значки — эксперимент

ды действительно были идентифицированы в кристаллах $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с содержанием марганца $0,004 \leq x \leq 0,03$ при температуре $T = 2$ К (рис. 11).

Наконец, в $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с $x > 0,04$ в магнитооптических спектрах был обнаружен переход с уровней Ландау зоны Γ_6 на акцепторный уровень, лежащий в зоне Γ_8 . Как показал анализ¹⁰, энергия переходов $\varepsilon_{\Gamma_6} \rightarrow \varepsilon_A$ при стремлении магнитного поля к нулю стремится к величине $\varepsilon_g + \varepsilon_A$, тогда как для переходов $\varepsilon_{\Gamma_6} \rightarrow \varepsilon_{\Gamma_8}$ она стремится к величине ε_g . Найденное таким образом значение ε_A оказалось равным 2—3 мэВ для кристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с $\varepsilon_g \approx 150$ мэВ¹¹.

б) Магнитооптические переходы в ПМП с конечной щелью

Остановимся кратко на магнитооптических явлениях в ПМП с конечной величиной энергетической щели ($\varepsilon_g > 0$). Правила отбора, которым удовлетворяют магнитооптические переходы, такие же, как и в обычных полупроводниках⁸⁸ (табл. V).

Таблица V

Поляризация	Переход	
σ^+	$a_{\Gamma_8}(N) \rightarrow a_{\Gamma_6}(N+1)$	$b_{\Gamma_8}(N) \rightarrow b_{\Gamma_6}(N+1)$
σ^-	$a_{\Gamma_8}(N) \rightarrow a_{\Gamma_6}(N+1)$	$b_{\Gamma_8}(N) \rightarrow b_{\Gamma_6}(N+1)$
ε''	$a_{\Gamma_8}(N-1) \rightarrow b_{\Gamma_6}(N)$	$b_{\Gamma_6}(N+1) \rightarrow a_{\Gamma_6}(N)$

Анализ вероятностей переходов показывает, что для σ^+ -поляризации вклад от переходов из зоны тяжелых дырок значительно слабее, чем для поляризации σ^- и ε'' . Для ε'' -поляризации доминирующими являются переходы

$$a_{\Gamma_1}(N+1) \rightarrow b_{\Gamma_1}(N), \quad N \geq 0$$

из зоны тяжелых дырок, тогда как для σ^- -поляризации основным переходом является переход типа

$$b_{\Gamma_1}(N-1) \rightarrow b_{\Gamma_1}(N), \quad N \geq 0.$$

При этом переходы из зон тяжелых и легких дырок эквивалентны ⁶⁶.

В соответствии с приведенными правилами отбора и вероятностями переходов спектры магнитопоглощения для σ^- - и ε'' -поляризации оказываются значительно богаче, чем спектр для σ^+ -поляризации, где наблюдалась только весьма слабая структура ⁶⁰.

Температурная зависимость спектров магнитопоглощения у ПМП со щелью значительно слабее, чем у бесщелевых полупроводников ^{65, 60}. Это обусловлено, как отмечалось, возрастанием вероятности образования больших магнитных кластеров при увеличении содержания марганца в ПМП. Вклад в намагниченность от кластера может при этом оказаться меньше, чем от отдельных ионов марганца. Так, например, если локализованные спины ионов Mn^{2+} в кластере расположены антипараллельно, то магнитный момент кластера будет меньше, чем у отдельного иона Mn ⁴¹. Подтверждением увеличения роли магнитных кластеров при увеличении концентрации ионов марганца служит растущее отклонение экспериментальных кривых намагниченности от бриллюэновской кривой у $Hg_{1-x}Mn_xTe$ ⁶¹.

Как и у бесщелевых ПМП, в магнитооптических спектрах $Hg_{1-x}Mn_xTe$ с конечной энергетической щелью ($0,12 \leq x \leq 0,17$) ⁶¹ был обнаружен переход с акцепторного уровня на уровень $b(1)$ зоны проводимости. Зависимость энергии акцепторного уровня ε_A от магнитного поля, найденная авторами ⁶¹ при $T = 2$ К, представлена на рис. 12.

Анализ магнитооптических спектров в ПМП со щелью показал, что энергия перехода $\varepsilon_{\Gamma_8}(-1) \rightarrow \varepsilon_{\Gamma_8}(0)$ уменьшается с увеличением магнитного поля. Этот эффект обусловлен, очевидно, тем, что, как и в бесщелевых ПМП, обменная поправка к энергии валентного уровня $b(-1)$ сдвигает его вверх по энергии, что и приводит к уменьшению энергии перехода.

Все упомянутые «аномальные» магнитооптические свойства ПМП удается интерпретировать, если принять во внимание обменное взаимодействие зонных носителей заряда с локализованными d-электронами ионов марганца. Действительно, изменение температуры и содержания марганца приводит к изменению намагниченности образца, что в свою очередь обуславливает изменение энергии зонных носителей. Очевидно, что и значения магнитных полей, соответствующие магнитооптическим переходам, изменяются при этом как с температурой, так и с содержанием марганца в ПМП.

5. КИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

В этом разделе будет рассмотрено влияние на кинетические свойства ПМП перенормировки электронного энергетического спектра, обусловленной обменным взаимодействием зонных электронов с ионами переходных элементов.

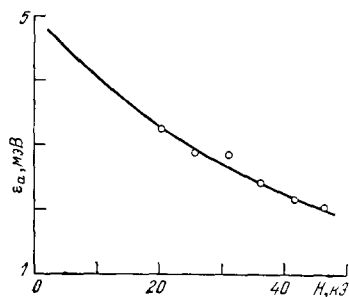


Рис. 12. Зависимость энергии акцепторного уровня от магнитного поля в $Hg_{0.87}Mn_{0.13}Te$ ($\varepsilon_g = 219$ мэВ) при $T = 2$ К ⁶¹

а) Осцилляции Шубникова — де Гааза (ШГ)

Одним из наиболее информативных методов изучения энергетического спектра носителей заряда является эффект ШГ. Осцилляции ШГ продольного и поперечного магнитосопротивления изучались на ПМП в стационарных (до 60 кЭ) и в импульсных (до 300 кЭ) магнитных полях в диапазоне температур 1,7—77°К^{9, 18, 69-73}. У ПМП как бесщелевых, так и со щелью были обнаружены особенности ШГ осцилляций, которые не проявляются у полупроводников, не содержащих магнитных ионов. Перечислим эти особенности.

1. В квазиклассической области магнитных полей, где ШГ осцилляции обусловлены уровнями Ландау с большими квантовыми номерами N , гармоническая картина осцилляций у бесщелевых ПМП разрушается — возникают биения и узлы (рис. 13)⁶⁹.

2. Амплитуды осцилляционных пиков немонотонно изменяются с температурой (рис. 14)^{9, 69}. Аналогичный характер зависимости амплитуды

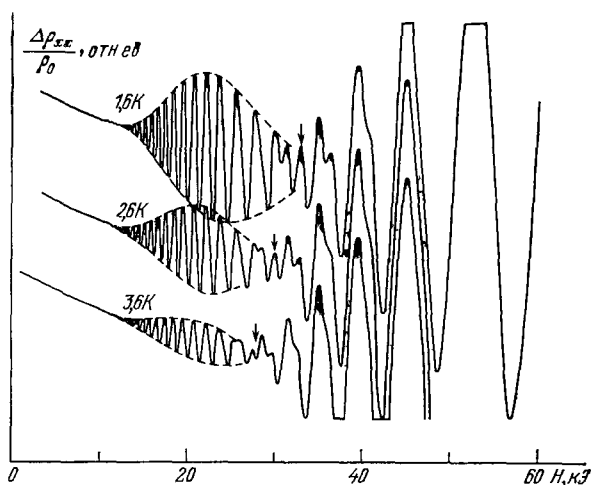


Рис. 13. Формирование узлов осцилляций (указаны стрелками) в $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ ($x = 0,013$; $n = 9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) при разных температурах⁶⁹

осцилляций де Гааза — ван Альфена от температуры наблюдался ранее для сплавов $\text{Cu} : \text{Mn}$ ⁷². Ясно, что подобные изменения амплитуд осцилляций у бесщелевых ПМП не позволяют пользоваться обычным методом определения эффективной массы электронов по температурной зависимости амплитуд при фиксированном значении магнитного поля. Как показал анализ⁶⁹, отношение амплитуд при двух температурах может принимать значения как больше, так и меньше единицы для различных осцилляционных пиков. Последнему случаю соответствовали бы отрицательные массы.

3. Исследование осцилляций ШГ в широком интервале температур показало, что положения осцилляционных пиков значительно смещаются с температурой. При повышении температуры некоторые пики сдвигаются в сторону больших магнитных полей. Обычно же вследствие частичного снятия вырождения электронного газа магнитным полем пики смещаются в сторону меньших полей. Кроме того, при повышении температуры некоторые пики расщепляются (рис. 15)⁶⁹. Возникновение дублетной структуры пиков связано со спиновым расщеплением уровней Ландау. Однако в отличие от обычных полупроводников, где расщепление уровней при повышении температуры размывается, у ПМП оно возникает и усиливается. Особенности осцилляций ШГ у ПМП, как и эффекты, обнаруженные при исследовании

мальна. При таких условиях не наблюдается четко выраженного узла, а в некоторой окрестности поля $H = H_0$ происходит «сбой» осцилляций. На осцилляционной кривой возможно появление целой серии узлов, соответствующих различным значениям $l = 0, 1, 2 \dots$. Однако, согласно оценкам, узлы с $l = 2, 3, 4 \dots$ должны быть расположены при очень малых магнитных полях, где осцилляции слабо разрешаются, а узел с $l = 0$, напротив, должен находиться в области сильных магнитных полей, где описание осцилляционной картины с помощью гармонических формул теряет смысл. Поэтому в опытах⁶⁹ удалось наблюдать только узлы с $l = 1, 2$.

б) $|g|$ -фактор зонных электронов

Как известно, положение нулевого пика ШГ осцилляций в магнитном поле связано с g -фактором электронов:

$$H_0 = \frac{\hbar c}{e} \left[\frac{4\pi^4 n^2 m_0}{|g^*| m} \right]^{1/3}. \quad (32)$$

Изучая эволюцию первых (со стороны больших магнитных полей) осцилляционных пиков при изменении температуры, можно проанализировать влияние обменного взаимодействия на энергию зонных носителей заряда в ПМП⁷³. Экспериментально было установлено, что при возрастании температуры нулевой пик заметно смещается в область больших магнитных полей. Значения g -фактора определялись авторами⁷³ по положениям нулевого пика с учетом поправок на неполное вырождение электронного газа:

$$|g^*| = \frac{2m_0}{m} \left(\frac{\sqrt{\pi} n \lambda^3}{2} - 0,535 \sqrt{\frac{k_B T}{\hbar \omega_c}} \right)^2. \quad (33)$$

Результаты для $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ с $x = 0,01$ ($n = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и $x = 0,12$ ($n = 1,3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) представлены в табл. VI.

Из табл. VI видно, что для бесщелевого ПМП при понижении температуры от 77 до 4,2 К обменная поправка приводит к возрастанию энергии спинового расщепления $\epsilon_{\text{сп}} = |g^*| \mu_B H$. Аномально большие значения $|g_{\Gamma_8}^*|$ при низких температурах свидетельствуют о том, что обменный интеграл βN_0 для электронов зоны Γ_8 отрицателен. С ростом температуры $|g_{\Gamma_8}^*|$ монотонно убывает, приближаясь к значению $|g|$, даваемому теорией Кейна (12).

Для ПМП с конечной энергетической щелью [ситуация иная. Ввиду того, что,

$$|g_{\Gamma_8}^*| = |g_{\Gamma_8}| + \frac{\alpha N_0 x \langle S^z \rangle}{\mu_B H} < |g_{\Gamma_8}|$$

$$\text{и } g_{\Gamma_8} < 0,$$

обменный интеграл αN_0 для электронов зоны Γ_8 должен быть положительным. Поскольку с повышением температуры фактор спектроскопического

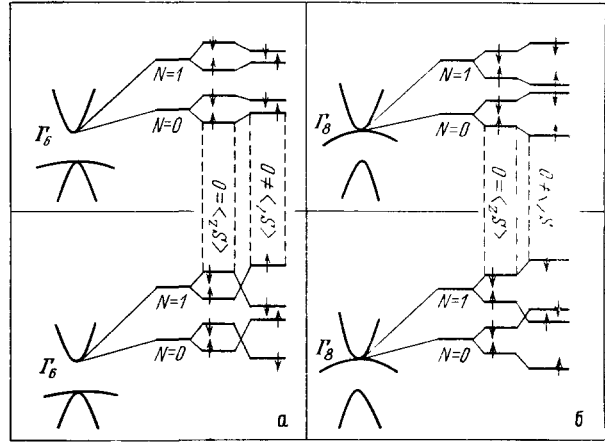
расщепления монотонно убывает, то, очевидно, что обменное взаимодействие приводит к инверсии спиновых подуровней Ландау, т. е. $\epsilon_{0\uparrow} > \epsilon_{0\downarrow}$ (рис. 16). При дальнейшем повышении температуры в некотором магнитном поле $H = H_1$ должно, очевидно, наступить вырождение спиновых подуровней ($g^* = 0$ при $\epsilon_{0\downarrow}(H_1) = \epsilon_{0\uparrow}(H_1)$), после которого $|g^*(T)|$ начнет снова возрастать, причем $\epsilon_{0\downarrow} > \epsilon_{0\uparrow}$. В исследованном авторами⁷³ образце

Таблица VI

T, K	$g^*(T)$	
	$x = 0,01,$ $\epsilon_g = -220 \text{ мэВ}$	$x = 0,12,$ $\epsilon_g = +260 \text{ мэВ}$
1,7	-35	4,0
3,5	-35	3,7
4,2	-35	3,6
14	-31	2,4
25	-27	1,6
64	-18	0
77	-16	0

$\text{Hg}_{0.88}\text{Mn}_{0.12}\text{Se}$ это соответствует области температур, где осцилляции ШГ, к сожалению, не разрешались. Такой эффект следует, по-видимому, ожидать

Рис. 16. Влияние обменного взаимодействия на энергетический спектр зонных носителей заряда в узкощелевых (а) и бесщелевых (б) ПМП (качественное представление)



у ПМП с меньшим содержанием марганца ($x \leq 0,10$). Таким образом, для ПМП с конечной щелью температурная зависимость $|g_{\Gamma_b}^*|$ может иметь немономонный характер, в отличие от бесщелевых ПМП.

в) Осцилляции ШГ в квантовом пределе

Известно, что зависимость энергии Ферми электронов от магнитного поля у обычных полупроводников (например, у InSb) не изменяет периода осцилляций ШГ, а сказывается только на положениях пиков, т. е. на значениях магнитного поля, при которых пики расположены¹. Первый со стороны больших магнитных полей пик (0⁻-пик) соответствует пересечению уровня Ферми со спиновым подуровнем $\varepsilon_{0, -1/2}$, а следующий пик (1⁺-пик) соответствует равенству $\varepsilon_F = \varepsilon_{1, +1/2}$.

У ПМП с конечной щелью ($\varepsilon_g > 0$) возможна совершенно иная ситуация. Действительно, в случае $\varepsilon_g > 0$ в магнитных полях

$$H \quad H_1 = \frac{\alpha N_0 x}{|g| \mu_B} \quad (34)$$

возникает инверсия спиновых подуровней Ландау, которая в условиях квантового предела, когда заселен только нижний уровень Ландау ($\varepsilon_g < (3/2) \hbar \omega_c$), приводит к дополнительной немономонности в зависимости энергии Ферми от магнитного поля. Основная особенность этой дополнительной немономонности кривой $\varepsilon_F(H)$ заключается в том, что при концентрациях электронов $n \leq 2,7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ уровень Ферми дважды пересекает подуровень (дно подзоны) Ландау $\varepsilon_{0, +1/2}$ в магнитных полях $H < H_1$, пересекает подуровень Ландау $\varepsilon_{0, -1/2}$ при $H > H_1$ и лишь затем, в более сильных полях, стремится к подуровню $\varepsilon_{0, +1/2}$ (рис. 17).

На рис. 17 ясно видно, что вследствие инверсии подуровней Ландау $\varepsilon_{0, -1/2}$ и $\varepsilon_{0, +1/2}$ в поле H_1 наряду с пиком 0_1^+ , наблюдаемым у обычных полупроводников, обусловленным совпадением уровня Ферми с верхним подуровнем Ландау $\varepsilon_{0, +1/2}$, могут возникать дополнительные пики в более сильных магнитных полях.

Результаты вычисления поперечной проводимости σ_{xx} для различных значений столкновительного уширения уровня Ландау Γ ⁷⁸ подтверждают качественные соображения о том, что в области магнитных полей $H \approx H_1$ возникают два дополнительных максимума магнитосопротивления (при $\Gamma \approx 3\text{K}$) (0_2^+ и 0_1^-), соответствующих пересечению уровня Ферми со спино-

выми подуровнями $\varepsilon_{0,+1/2}$ (при $H < H_1$) и $\varepsilon_{0,-1/2}$ (при $H > H_1$). Расчет показывает, что разрешение пиков 0_2^+ и 0_1^- в значительной мере зависит от параметра столкновительного уширения Γ . При больших значениях Γ ($\Gamma \approx 5$ К) пики 0_2^+ и 0_1^- размываются в один максимум, расположенный в магнитном поле $H \approx H_1$.

Анализ осцилляций ШГ продольного магнитосопротивления $\rho_{zz}(H)$ показал ⁷⁸, что, как и в случае поперечного магнитосопротивления, возможно появление трех осцилляционных пиков в магнитных полях, удовлетворяющих условиям $\varepsilon_F(H) = \varepsilon_{0,+1/2}$. Однако, в отличие от поперечного, у продольного

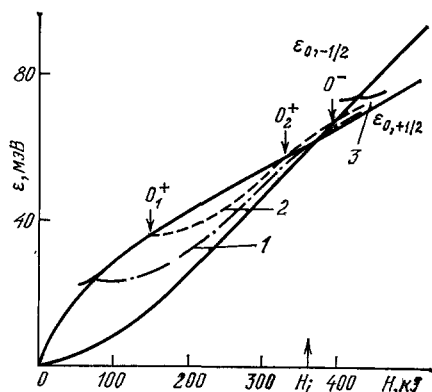


Рис. 17. Изменение энергии Ферми $\varepsilon_F(H)$ и уровней Ландау для различных концентраций электронов проводимости в $\text{Hg}_{0.9}\text{Mn}_{0.1}\text{Se}$.

n (см⁻³) = $1,3 \cdot 10^{17}$ (1), $2,0 \cdot 10^{17}$ (2) и $3,5 \cdot 10^{17}$ (3). На кривой 2 стрелками обозначены пересечения кривых $\varepsilon_{0,+1/2}$ и $\varepsilon_F(H)$, где возможно появление нулевых осцилляционных пиков

магнитосопротивления $\rho_{zz}(H)$ могут отсутствовать осцилляционные максимумы в полях $H \approx H_1$, когда $g^* = 0$ и энергия спинового расщепления меньше Γ . В этих условиях может также исчезнуть один из максимумов в полях $H < H_1$ или $H > H_1$.

Таким образом, анализ осцилляций ШГ в квантовом пределе у ПМП указывает на существенную роль зависимости энергии Ферми от магнитного поля. Однако, как правило, при интерпретации результатов измерений магнитосопротивления кристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ и $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ полагалось ^{17, 80}, что уровень Ферми не зависит от магнитного поля и остается постоянным даже в предельно сильных полях. Возможно, именно поэтому авторы ⁸⁰ не смогли объяснить причину возникновения дополнительных пиков $\rho_{xx}(H)$ у $\text{Hg}_{0.89}\text{Mn}_{0.11}\text{Se}$ в магнитных полях $100 \div 200$ кЭ.

г) Оценка значений обменных интегралов

Значения обменных интегралов αN_0 и βN_0 для $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ и $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$, определенные из магнитооптических измерений и осцилляций ШГ, приведены в табл. VII.

Таблица VII

ПМП	x	αN_0 , эВ	βN_0 , эВ
$\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, 4,2 К	0,09	1,4 ⁷⁵	-2,3 ⁷⁵
	0—0,16	0,7 ⁴	-1,4 ⁷⁷
	0—0,09	0,4 ⁵⁹	-0,7 ⁶² , -0,65 ⁵³
	0,02	0,65 ^{79,75}	-1,4 ⁷⁵ , -0,7 ⁵
$\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$, 10 К	0,01	0,9 ¹⁸	-1,5 ¹⁸
	0,026	—	-0,9 ⁷⁶
	0—0,12 ¹²	0,35 ⁷⁶	-0,7 ⁷⁶
	0,01	0,4 ⁵⁹	-0,28 ⁶⁹
	0,12	0,28 ⁷³	—

Заметные различия обменных интегралов как βN_0 , так и αN_0 , найденные различными авторами из осцилляций ШГ, обусловлены, как показывает анализ, во-первых, использованием различных методов обработки результатов измерений; во-вторых, и это определяющее, различной формой записи энергии подмагничивания $\Delta \varepsilon_{N, \sigma}$. Так, авторы ^{18, 77}, используя процедуру подгонки параметров, рассчитывали зависимость энергии уровней Ландау $\varepsilon_{N, \sigma}$ от магнитного поля и температуры, а затем определяли положение осцилляционных максимумов магнитосопротивления из условия $\varepsilon_F(H) = \varepsilon_F(0) = \varepsilon_{N, \sigma}$. Зависимость энергии Ферми от магнитного поля при этом не учитывалась, т. е. полагалось, что $\varepsilon_F(H) = \varepsilon_F = \text{const}$. Критерием правильного выбора параметров служило совпадение рассчитанных и наблюдаемых на опыте положений пиков магнитосопротивления. Заметим, однако, что в области магнитных полей, близких к квантовому пределу, учет зависимости энергии Ферми от магнитного поля крайне важен. Зависимость $\varepsilon_F(H)$, не искажая заметно периодичности осцилляций, не только существенно влияет на положение осцилляционных пиков, но и, как упоминалось в разделе в) гл. 5, может обусловить рождение новых дополнительных осцилляций ШГ и ПМП.

Для оценки параметров обменного взаимодействия авторы ⁶⁹ учли, что для $\text{Hg}_{0.97}\text{Mn}_{0.03}\text{Se}$ с концентрацией электронов проводимости $n \approx 3,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $T \leq 4 \text{ К}$ уровни Ландау $\varepsilon_{2, +1/2}$ и $\varepsilon_{1, -1/2}$ сливаются в магнитном поле 80 кЭ. Вычисленные для таких условий значения обменного параметра следует, очевидно, признать более надежными, чем значения, найденные без учета зависимости энергии Ферми от магнитного поля.

Кажущиеся различия в численных значениях обменных параметров βN_0 в табл. VII обусловлены тем, что разные авторы использовали при интерпретации экспериментальных данных разные формы записи энергии подмагничивания $\Delta \varepsilon_{N, \sigma}$. Так, в работах ^{18, 75, 77} принято, что носители заряда в зоне Γ_8 классифицируются, как и в зоне Γ_6 , по спиновому моменту. При этом выражение для $\Delta \varepsilon_{N, \sigma}$ ($N \gg 1$) имеет вид

$$\Delta \varepsilon_{N, \sigma} = \frac{1}{6} \beta N_0 x \sigma \langle S^z \rangle, \quad (35)$$

а значения обменных параметров, найденных из осцилляций ШГ и магнитооптических измерений, оказались равными 1,4—1,5 эВ. В работах ^{62, 58, 76} получены вдвое меньшие значения βN_0 , а именно 0,65—0,75 эВ. Можно лишь предполагать, что авторы этих работ использовали для определения энергии $\Delta \varepsilon_{N, \sigma}$ выражение (35), где коэффициент 1/3 вместо 1/6. Авторы ⁶⁹, исходя из того, что в случае вырожденной зоны Γ_6 состояния следует классифицировать не по спину, а по полному моменту импульса j , приписали электронам зоны Γ_8 «эффективный спин» $j = 3/2$. В этом случае $\Delta \varepsilon_{N, \sigma}$ при $N \gg 1$ определяется выражением

$$\Delta \varepsilon_{N \gg 1, \sigma} = \beta N_0 x \sigma \langle S^z \rangle,$$

а для βN_0 получаются значения (0,25—0,30) эВ. Вычисленные при такой классификации состояний значения βN_0 совпадают с обменным параметром $\alpha N_0 = 0,28 \text{ эВ}$ ⁷³, найденным из осцилляций ШГ для кристаллов $\text{Hg}_{0.88}\text{Mn}_{0.12}\text{Se}$ с конечной величиной запрещенной зоны. Значения αN_0 , вычисленные другими авторами, оказались (см. табл. VII) вдвое меньше найденных параметров βN_0 .

д) Особенности магнитосопротивления у бесщелевых кристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$

В отличие от бесщелевых кристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$, у которых концентрация зонных электронов обычно составляет $\sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$, у кристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, если их специально не легировать, концентрация, как правило,

ниже: $n \sim 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При этом энергия Ферми у бесцелевого $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ оказывается сравнимой с энергией акцепторного уровня ϵ_A , лежащего в зоне проводимости. Вклад в проводимость носителей заряда примесной акцепторной зоны обуславливает большое своеобразие явлений переноса в $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$.

Так, у кристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ р-типа с $0,02 \leq x \leq 0,06$ $n \sim (2-13) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ на кривых поперечного магнитосопротивления $\rho_{xx}(H)$ был обнаружен максимум^{67, 68}, который с повышением температуры уширяется и смещается в сторону больших магнитных полей (рис. 18). На кривых продольного магнитосопротивления $\rho_{zz}(H)$ в магнитных полях, соответствующих максимуму $\rho_{xx}(H)$, либо вовсе нет особенностей, либо обнаруживается весьма слабый максимум ρ_{zz} . У кристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, близких

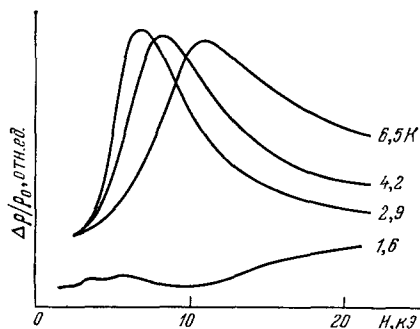


Рис. 18. Изменение поперечного ρ_{xx} ($T = 2,9; 4,2$ и $6,5 \text{ K}$) и продольного ρ_{zz} ($T = 1,6 \text{ K}$) магнитосопротивлений в магнитном поле для $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x = 0,03, n = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$)⁶⁷

по параметрам к описываемым кристаллам $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ (но не содержащих ионов с некомпенсированным магнитным моментом!), подобного уменьшения поперечного магнитосопротивления с полем не наблюдается.

Обнаруженные особенности $\rho_{xx}(T, H)$ были объяснены⁶⁸ в рамках модели, согласно которой вклад в проводимость наряду с зонными электронами (σ_{xx}^n) вносят дырки акцепторной зоны (σ_{xx}^p).

Уменьшение σ_{xx}^n с ростом магнитного поля вызывает значительное возрастание $\rho_{xx}(H)$ в полях $H < 5 \text{ кЭ}$. В больших магнитных полях ($H > 7 \text{ кЭ}$), как показывают оценки, вклад зонных электронов в σ_{xx} становится исчезающе малым. Отсюда явствует, что уменьшение $\rho_{xx}(H)$ при $H > 7 \text{ кЭ}$ может быть обусловлено лишь изменением вклада в проводимость носителей заряда примесной зоны. Можно думать, что уменьшение $\rho_{xx}(H)$ в больших магнитных полях для образцов, у которых коэффициент Холла изменяется незначительно, обусловлено увеличением подвижности дырок. Дело в том, что по мере возрастания магнитного поля происходит упорядочение в системе магнитных ионов марганца, магнитные моменты которых ориентируются вдоль поля. Это приводит, очевидно, к ослаблению эффективности рассеяния дырок на них, и, значит, к уменьшению сопротивления. Что касается продольного магнитосопротивления, то в этом случае электроны, не испытывающие ларморовского отклонения, являются основными носителями заряда, так как их подвижность намного превосходит подвижность дырок. Но для электронов длина волны $\lambda_e = h/m_e \bar{v}$ (\bar{v} — средняя скорость электронов) больше среднего междоимесного расстояния (r_i) между ионами Mn^{2+} , тогда как для акцепторных дырок с эффективной массой $m_h \gg m_e$ длина волны $\lambda_h = h/m_h \bar{v} \sim r_i$. Поэтому система ионов Mn^{2+} не является эффективным источником рассеяния электронов.

Следует, разумеется, иметь в виду, что при рассмотрении процессов переноса заряда по примесной зоне, являющейся по существу неупорядоченной системой, в которой проводимость носит диффузионный характер, нельзя, строго говоря, пользоваться всеми представлениями, пригодными для периодических структур. Неясно также, насколько правомерно рассматри-

вать магнитные моменты ионов марганца, которых в кристалле $\sim 10^{20}$ см $^{-3}$, в качестве источников рассеяния носителей заряда примесной зоны.

Известно, что у бесщелевых полупроводников типа $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в магнитном поле между термами Γ_8 валентной зоны и зоны проводимости возникает энергетическая щель¹³. При этом акцепторный уровень, связанный с верхней валентной зоны, может попасть в образовавшуюся щель. Анализ экспериментальных данных показал⁶³, что у бесщелевых ПМП $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, как и у $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, в магнитном поле при этом имеет место эффект «вымораживания» электронов на акцепторы, попадающие в образовавшуюся энергетическую щель. В частности, это наглядно видно при рассмотрении изменения магнитосопротивлений ρ_{zz} и ρ_{xx} с магнитным полем для образцов с $x > 0,065$. Так, продольное и поперечное магнитосопротивление у образца с $x \approx 0,073$ (значение g_g близко к нулю) резко возрастает уже при $H < 1$ кЭ. При дальнейшем увеличении магнитного поля $\rho_{zz}(H)$ и $\rho_{xx}(H)$ практически совпадают, что, как известно, характерно для проводимости по примесной зоне. Это и означает, что проводимость осуществляется только носителями примесной зоны, а электроны зоны проводимости в полях $H > 1$ кЭ уже «выморожены».

е) Аномалии удельного сопротивления у $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ при низких температурах

Исследования температурных зависимостей удельного сопротивления $\rho(T)$ и коэффициента Холла $R(T)$ позволяет, как известно, получить информацию о характере рассеяния носителей заряда. Особый интерес при изучении явлений переноса в ПМП представляют сверхнизкие температуры, когда термическая активация электронов из валентной зоны становится несущественной и можно ожидать, что особенности гальваномагнитных эффектов, которые обнаруживаются при $T \gtrsim 1,7$ К, должны проявляться более отчетливо. Такие исследования были выполнены авторами⁴⁷ при низких температурах, вплоть до $T \sim 0,04$ К, на кристаллах $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ р-типа с содержанием марганца $0 < x \leq 0,07$. Концентрация доноров в исследованных кристаллах составляла $(1-4) \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$. Измеренные зависимости коэффициента Холла от магнитного поля в интервале температур $1,7 \leq T \leq 4,2$ К свидетельствуют о том, что в исследованных кристаллах $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ проводимость σ осуществляется двумя типами носителей заряда с сильно различающимися подвижностями: электронами с подвижностью 10^5-10^6 см 2 /В·с и менее подвижными носителями примесной акцепторной зоны (перекрывающейся с зоной проводимости), дающими положительный вклад в коэффициент Холла.

Анализ экспериментальных зависимостей удельного сопротивления $\rho(T)$ и коэффициента Холла $R(T)$ от температуры позволил авторам⁴⁷ разбить совокупность исследованных образцов на две группы. К первой группе отнесены образцы, у которых в интервале температур от 0,1 до ~ 5 К коэффициент Холла практически не изменяется, а удельное сопротивление увеличивается в 5—7 раз при увеличении температуры. Для этой группы образцов $\sigma_n \gg \sigma_p$ (σ_n — проводимость, обусловленная зонными электронами, σ_p — проводимость по примесной зоне). Вторую группу составили образцы, у которых $\sigma_n \sim \sigma_p$. Величина удельного сопротивления у этих образцов увеличивается в 2—5 раз при возрастании температуры от 0,1 до 4,2 К, а коэффициент Холла, измеренный в полях 20—50 Э в этом же температурном интервале, резко (в 5—70 раз) убывает. Типичные зависимости $\rho(T)$ и $R(T)$ для обоих типов образцов приведены на рис. 19.

Для всех исследованных образцов наблюдаются отчетливые осцилляции ШГ, период которых, а следовательно, и концентрация зонных электронов, в интервале $0,1 \leq T \leq 4,2$ К практически не зависит от температуры. Поэтому естественно полагать, что наблюдаемые на опыте изменения $\rho(T)$

и $R(T)$ связаны с изменением подвижности μ_n зонных носителей заряда. Чем же может быть объяснено аномальное убывание μ_n в области температур, где тепловая энергия $k_B T$ во много раз меньше фермиевской энергии? Объяснить такое убывание удается, если предположить, что при повышении температуры изменяется число заряженных центров, ограничивающих при $k_B T \ll \epsilon_F$ величину подвижности μ_n .

Предложенное в ⁴⁷ объяснение аномальных зависимостей $\rho(T)$ и $R(T)$ основано на следующих посылках. Доноры в БП не образуют связанных состояний даже при $T \approx 0$ К и поэтому являются положительно заряженными центрами (концентрация их N_D^+). Электроны, ушедшие с доноров, заполняют зону проводимости и частично примесную зону, образованную акцепторами. Вследствие этого часть акцепторов становится отрицательно заряженной (концентрация их N_A^-). Этим акцепторам соответствуют занятые электронами состояния в примесной зоне. В отличие от обычных полупроводников,

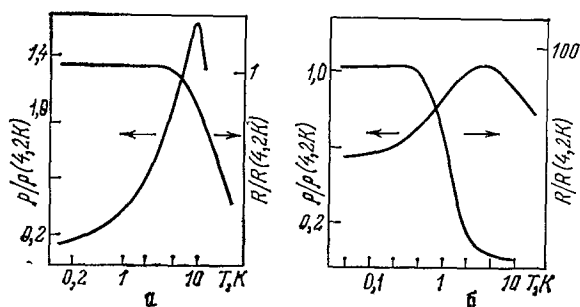


Рис. 19. Температурная зависимость удельного сопротивления ρ и коэффициента Холла R от температуры для $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ⁴⁷.
а — $x = 0,065$; б — $x = 0,036$

где заряженные акцепторы возникают лишь в результате теплового возбуждения электронов из валентной зоны, в БП они могут (при достаточных концентрациях доноров и акцепторов) существовать при самых низких температурах, вплоть до $T \rightarrow 0$.

Вследствие кулоновского взаимодействия между заряженными донорами и акцепторами могут образоваться донорно-акцепторные пары. Если длина волны зонного электрона при этом много больше среднего расстояния между донором и акцептором, образующими комплекс (именно такая ситуация реализуется в исследованных образцах $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с $N_A \approx 3 \cdot 10^{16} - 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, то рассеяние электрона на этом комплексе будет неэффективным. Электроны будут в основном рассеиваться на заряженных донорах, не связанных в пары. Очевидно, что не все заряженные центры участвуют в образовании донорно-акцепторных комплексов, поскольку n электронов из общего их числа находятся в зоне проводимости. Убывание подвижности μ_n будет тем сильнее, чем большая часть нейтральных комплексов распадается и образует отдельные заряженные центры ($N_D^+ + N_A^-$). Поэтому у образцов, у которых проводимость по примесной зоне $\sigma_p \sim \sigma_n$, эффект убывания подвижности μ_n значительно больше, чем у образцов, где $\sigma_n \gg \sigma_p$. При повышении температуры электрон с акцептора может перейти на другой акцептор, вблизи которого нет донора (в исследованных кристаллах БП концентрация акцепторов всегда превышает концентрацию доноров). Таким образом, донорно-акцепторные пары при повышении температуры начнут разрушаться, и при этом значительно возрастет число заряженных центров. В результате подвижность зонных электронов должна уменьшиться.

Следует подчеркнуть, что наблюдавшиеся особенности $\rho(T)$ и $R(T)$ не связаны, по всей видимости, непосредственно с наличием в кристаллах $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ локализованных магнитных моментов, поскольку аналогичные аномалии были обнаружены и у бесцелевого полупроводника $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Вместе с тем, в отличие от обычного БП, для ПМП имеется дополнительный фактор, способствующий стабилизации избыточного электрона на акцепторе:

большое число (по сравнению с числом акцепторов) некомпенсированных магнитных моментов. Поэтому в кристаллах $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ р-типа при достаточно низких температурах обменное взаимодействие избыточного электрона с магнитными моментами ионов марганца может приводить к поляризации последних и вследствие этого к автолокализации его на акцепторе.

ж) Особенности магнитосопротивления узкощелевых кристаллов $\text{p-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$

Наличие акцепторов в кристаллах $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с конечной запрещенной зоной оказывает существенное влияние на явления переноса, в особенности в магнитном поле. На рис. 20 представлены характерные зависимости от магнитного поля продольного $\rho_{zz}(H)$ и поперечного $\rho_{xx}(H)$ магнитосопротивлений и коэффициента Холла $R(H)$ для $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ⁷⁸ при низких температурах ($T = 1,7 \text{ К}$ и $4,2 \text{ К}$). Аналогичное поведение $\rho_{zz}(H)$ и $\rho_{xx}(H)$ наблюдалось для кристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с содержанием марганца $0,12 \leq x \leq 0,17$ ⁷⁹ и с $x = 0,19$ и $x = 0,14$ ⁸⁰.

В отличие от узкощелевых полупроводников $\text{p-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с близкими параметрами, у кристаллов $\text{p-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ наблюдается большое отрицательное магнитосопротивление как в случае поперечной, так и в случае продольной ориентации магнитного поля относительно кристаллографических осей. Сопротивление образцов падает на один-три порядка при возрастании магнитного поля до $\sim 40 \text{ кЭ}$. При этом поперечное магнитосопротивление у всех изученных образцов в области температур $1,8 \leq T \leq 10 \text{ К}$ оказывается меньше продольного. В исследованных интервалах температур $1,8 \leq T \leq 25 \text{ К}$ и магнитных полей $H \leq 40 \text{ кЭ}$ коэффициент Холла убывает с ростом магнитного поля, что обычно имеет место, если в переносе заряда участвуют носители двух типов. По характеру изменения $R(H)$ можно заключить, что носителями заряда являются легкие и тяжелые дырки, предположительно принадлежащие валентной и примесной зонам (или валентной зоне и хвосту плотности состояний ее, если концентрация акцепторов выше критической концентрации перехода Мотта, когда примесная и валентная зона слиты).

Анализ температурной зависимости сопротивления в отсутствие магнитного поля⁷⁸⁻⁸⁰ показал, что проводимость кристаллов $\text{p-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ в интервале температур $5 \leq T \leq 25 \text{ К}$ имеет активационный характер, причем разным температурным участкам соответствуют различные энергии активации.

В интервале температур $10 \leq T \leq 25 \text{ К}$ проводимость $\text{p-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ определяется в основном валентными дырками с энергией активации ϵ_1 . Величина ϵ_1 представляет собой энергетический зазор между акцепторной и валентной зонами (при очень малой концентрации акцепторов — это энергия ионизации изолированного акцептора).

У всех исследованных в⁷⁸⁻⁸⁰ образцов $\text{p-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ было обнаружено уменьшение энергии активации ϵ_1 при возрастании магнитного поля. У узкощелевых полупроводников, не содержащих атомов переходных элементов, характер изменения энергии активации ϵ_1 с магнитным полем существенно иной. В области слабых магнитных полей $\hbar\omega_p \ll \hbar^2/m_p a_p^2$, или, что то же, $a_p \ll \lambda$ ($\omega_p = eH/m_p c$, $a_p = \hbar^2 \kappa / m_p e^2$ — боровский радиус, m_p — эффектив-

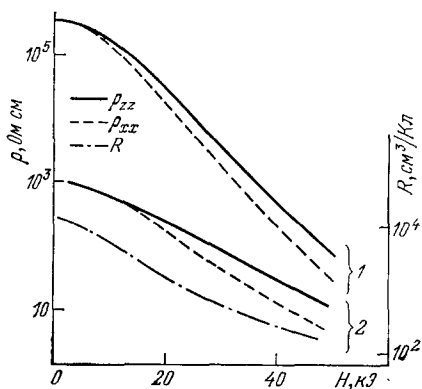


Рис. 20. Зависимость удельного сопротивления и коэффициента Холла от магнитного поля для $\text{Hg}_{0,87}\text{Mn}_{0,13}\text{Te}$ ⁷⁸.
1 — $T = 1,7 \text{ К}$, 2 — $T = 4,2 \text{ К}$

ная масса тяжелых дырок, κ — статическая диэлектрическая проницаемость) энергия активации практически не изменяется. В случае сильных полей $a_p \gg \lambda$ магнитное поле сжимает волновые функции примесных электронов в поперечном направлении. Вследствие этого перекрытие волновых функций электронов на соседних акцепторах с ростом поля уменьшается, примесная зона сужается вплоть до дискретного узкого уровня, а энергия активации ϵ_1 увеличивается до значения энергии ионизации изолированного акцептора. В результате удельное сопротивление кристалла возрастает. Поэтому можно думать, что наблюдаемое для кристаллов $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ уменьшение сопротивления и энергии ϵ_1 при увеличении магнитного поля связано с особенностями спектра валентной зоны ПМП, отличающегося от спектра валентной зоны обычного полупроводника из-за влияния p - d -обменного взаимодействия.

Прежде чем рассмотреть вопрос о зависимости энергии активации ϵ_1 в ПМП от магнитного поля, остановимся кратко на влиянии обменного взаимодействия на энергетический спектр вырожденной валентной зоны Γ_8 ПМП с конечной энергетической щелью. Для простоты будем полагать, что законы дисперсии тяжелых и легких дырок в отсутствие обменного взаимодействия являются изотропными и квадратичными с эффективными массами m_p и m_l ($m_p \gg m_l$).

Рассмотрим область магнитных полей, для которых циклотронная энергия носителей заряда мала в сравнении с обменной энергией: $\hbar\omega_p \ll \hbar\omega_l \ll A$, $A = (1/6) \beta N_0 x \langle S^z \rangle$, $\omega_l = eH/m_l c$. Учет обменного взаимодействия приводит к расщеплению зоны Γ_8 с $j = 3/2$ на четыре подзоны с $j_z = \pm 3/2, \pm 1/2$, причем при $k = 0$ энергия расщепления есть $j_z |A|$.

Законы дисперсии легких $[\epsilon_{\pm 1/2}(\mathbf{k})]$ и тяжелых $[\epsilon_{\pm 3/2}(\mathbf{k})]$ дырок могут быть найдены, как обычно, из секулярного уравнения, получающегося из уравнения Шрёдингера. Для волновых векторов $\mathbf{k} \parallel \langle S^z \rangle$ и $\mathbf{k} \perp \langle S^z \rangle$ законы дисперсии легких и тяжелых дырок получаются в виде простых аналитических выражений. Величина смещения энергетических уровней при $\mathbf{k} \neq 0$, обусловленного обменным p - d -взаимодействием, существенно зависит от модуля волнового вектора и его ориентации относительно намагниченности кристалла \mathbf{M} ($M^z \sim \langle S^z \rangle$).

Для $\mathbf{k} \perp \langle S^z \rangle$ законы дисперсии дырок имеют вид ⁸¹

$$\begin{aligned} \epsilon_{\pm 3/2}(\mathbf{k}) &= -\frac{\hbar^2}{2} \left[\left(\frac{3}{4m_l} + \frac{1}{4m_p} \right) (k_x^2 + k_y^2) + \frac{1}{m_p} k_z^2 \right] \pm 3 |A|, \\ \epsilon_{\pm 1/2}(\mathbf{k}) &= -\frac{\hbar^2}{2} \left[\left(\frac{1}{4m_l} + \frac{3}{4m_p} \right) (k_x^2 + k_y^2) + \frac{1}{m_p} k_z^2 \right] \mp |A|. \end{aligned} \quad (37)$$

Из формул (37) видно, что на зону тяжелых дырок обменное взаимодействие влияет сильнее, чем на зону легких дырок. Сферические в отсутствие обменного взаимодействия изоэнергетические поверхности под влиянием обмена деформируются и превращаются в эллипсоиды вращения со значительно различающимися значениями эффективных масс вдоль и перпендикулярно направлению магнитного поля. В рассматриваемом случае ($m_l \ll m_p$) эффективная масса в поперечном направлении m_{\perp} близка к массе легких дырок m_l . Высшей по энергии оказывается зона $\epsilon_{-3/2}(\mathbf{k})$.

Анализ показывает (см., например, ⁹), что в случае, когда энергия орбитального движения сравнима с обменной энергией, расщепление зоны Γ_8 и смещение уровней в магнитном поле имеет одинаковый характер для бесщелевых и узкощелевых ПМП. Высшему энергетическому состоянию валентной зоны соответствует уровень с $j_z = -3/2$:

$$\epsilon_{b(-1)} = -\frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_p} - \frac{\hbar\omega_{\perp}}{2} + \frac{3}{2} \hbar\omega_0 k + 3 |A|, \quad (38)$$

где k — параметр Латтинджера, ω_0 — циклотронная частота свободного электрона, а ω_{\perp} — циклотронная частота, соответствующая поперечной эффективной массе ($m_{\perp} = m_0/(\gamma_1 + \bar{\gamma})$) зоны $\epsilon_{-3/2}(\mathbf{k})$ (37).

Энергии $|A|$ и $\hbar\omega_{\perp}$, определяющие положение уровня b (-1), в реальных условиях эксперимента могут оказаться сравнимыми по величине с энергией активации ϵ_1 в нулевом магнитном поле $\epsilon_1^0 = \hbar^2/2m_p a_p^2$. Поэтому задача о нахождении энергии активации в магнитном поле ϵ_1^H аналитически может быть решена только в некоторых частных случаях, когда удастся ввести малый параметр.

Так, в области слабых полей

$$\epsilon_1^0 \gg |A|, \quad \hbar\omega_{\perp} \quad (39)$$

энергию обменного взаимодействия $|A|$ можно рассматривать как возмущение. В этом случае энергия активации уменьшается в магнитном поле ⁸²:

$$\epsilon_1^H = \epsilon_1^0 - 0,8 |A| \quad (40)$$

(напомним, что $|A|$ в слабых магнитных полях возрастает с ростом поля).

Другим предельным случаем, где также оказывается возможным получить аналитическое выражение для ϵ_1^H , является интервал магнитных полей, для которых

$$\hbar\omega_{\perp}, \quad |A| \gg \epsilon_1^0. \quad (41)$$

Вследствие $p-d$ -обменного взаимодействия валентный уровень b (-1) значительно удаляется от остальных уровней валентной зоны. Поэтому влияние их на акцепторный уровень, расположенный над уровнем b (-1), сравнительно мало, и основное состояние этого акцепторного уровня будет определяться главным образом волновыми функциями высшего валентного уровня b (-1) ⁸³.

В обычных узкощелевых полупроводниках такая ситуация реализуется в области сильных магнитных полей, для которых магнитная длина λ много меньше a_p . Однако в случае ПМП рассматриваемому приближению соответствует сравнительно широкий интервал магнитных полей, захватывающий и область слабых полей, для которых $\lambda \gg a_p$. В этих условиях имеется малый параметр a_p/λ , что и позволяет найти приближенное аналитическое выражение для ϵ_1^H ⁸³:

$$\epsilon_1^H \approx \frac{\sqrt{\pi} e^2}{2\kappa\lambda} \left[1 - 0,73 \left(\frac{a_p}{\lambda} \right)^{1/3} \right]. \quad (42)$$

Из формулы (42) видно, что в нулевом приближении по параметру a_p/λ энергия ϵ_1^H не зависит от эффективной массы m_p . С увеличением магнитного поля ϵ_1^H возрастает. Если сравнить величину ϵ_1^H (42) с $\epsilon_1^0 = \hbar^2/2m_p a_p^2$, то оказывается, что в магнитных полях, для которых $\lambda \gg a_p$, энергия ϵ_1^H все еще меньше энергии активации в нулевом поле ϵ_1^0 . Итак, энергия ϵ_1^H уменьшается в слабых (39) и увеличивается в сильных (41) магнитных полях.

Численный расчет, включающий в себя и интервал промежуточных магнитных полей ($0 \leq H \leq 40$ кЭ) ⁸⁴, подтвердил, что зависимость ϵ_1^H действительно имеет немонотонный характер. С увеличением магнитного поля энергия активации ϵ_1^H сначала убывает в соответствии с результатом ⁸², а начиная с некоторого поля $H = H_1$ (для $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с $x = 0,155$ $H_1 = 25$ кЭ) ⁸⁴ ϵ_1 начинает возрастать. Оценки показывают, что для зонных параметров $\text{Hg}_{0,845}\text{Mn}_{0,155}\text{Te}$ ($\gamma_1 = 27,5$ $\bar{\gamma} = 12,5$ $\kappa = 15$) ⁸⁴ в поле $H = 25$ кЭ отношение $a_p/\lambda \approx 0,1$ и, следовательно, условие применимости формулы (42) выполняется.

Увеличение ϵ_1^H , согласно теории Яфета, как уже упоминалось, начинается в области магнитных полей, для которых магнитная длина λ сравнима с боровским радиусом носителя заряда. В рассматриваемом случае $\lambda \gg a_p$, но вместе с тем ϵ_1^H возрастает с увеличением поля. Если, однако, принять во внимание анизотропию изоэнергетической поверхности дырок, то нетруд-

но убедиться, что в области магнитных полей $\lambda \gg a_p$ магнитная длина может оказаться сравнима с некоторым эффективным боровским радиусом a_p^* , определяемым комбинацией (m_p^*) продольной m_p и поперечной m_\perp эффективных масс. Если исходить из равенства $\lambda = a_p^* = \hbar^2 \kappa / m_p^* e^2$, то для магнитного поля $H_1 = 25$ кЭ получаем $m_p^* \approx 0,04 m_0$. Это значение близко к значению эффективной массы плотности состояний для изоэнергетической поверхности, имеющей форму эллипсоида вращения: $m^* = (m_p m_\perp^2)^{1/3} \approx 0,06 m_0$. В области полей $H > H_1$ ($\lambda < a_p^*$) сжатие волновых функций примесных электронов приводит, как и для обычных полупроводников, к увеличению ϵ_1^H .

Для всех исследованных образцов было установлено уменьшение энергии активации ϵ_1^H с увеличением магнитного поля. Согласно ⁸⁰, скорость убыва-

ния ϵ_1^H с магнитным полем составляет $\sim (-0,16)$ мэВ/кЭ.

Значения энергии активации ϵ_1^0 для различных составов $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ представлена в табл. VIII.

Следует обратить внимание, что значение ϵ_1^0 , которое приводят авторы ⁷⁹ ($x = 0,155$), значительно отлича-

ется от величины ϵ_1^0 для кристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с $x = 0,13$ и $x = 0,19$ других авторов (т.е. данные работ ⁷⁸⁻⁸⁰ для кристаллов с содержанием марганца от 13 до 19% явно не согласуются между собой).

Измерения магнитосопротивления на кристаллах $\text{Hg}_{0,91}\text{Mn}_{0,09}\text{Te}$ показали, что в магнитном поле $H_0 = 20$ кЭ энергия активации $\epsilon_1^{H_0} = 0$. При дальнейшем росте поля ($H > H_0$) сопротивление продолжает уменьшаться. То же имеет место и для кристаллов с $x = 0,11$: в поле $H_0 = 50$ кЭ $\epsilon_1^{H_0} = 0$, а сопротивление продолжает уменьшаться.

Для объяснения убывания сопротивления с ростом поля при $H > H_0$ авторы ⁷⁸ допустили, что валентный уровень b (-1) пересекается в полях $H > H_0$ с акцепторным уровнем, который таким образом становится резонансным. Концентрация дырок на уровне b (-1) с ростом магнитного поля должна при этом возрастать до тех пор, пока не будет достигнуто полное иотощение акцепторов, которое наступит при пересечении акцепторного уровня с уровнем Ферми, расположенным в глубине валентной зоны. Пересечение валентного уровня b (-1) с акцепторным отмечалось также для узкощелевых кристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с $x = 0,125$ авторами ^{60,61}, исследовавшими магнитооптические переходы в ПМП. Согласно ^{60,61}, уровень b (-1) в поле $H = 40$ кЭ располагается выше акцепторного уровня на 12 мэВ. При этом предполагается, что это не основной акцепторный уровень, а один из возбужденных. Вместе с тем, с помощью вариационного расчета авторы ⁸⁴

пришли к выводу, что энергия активации $\epsilon_1^H > 0$ и что ее минимальное значение составляет $\approx (3-5)$ мэВ. Таким образом, согласно расчету, основной акцепторный уровень не должен пересекаться с валентным уровнем b (-1). Поэтому нам представляется более правдоподобным другое объяснение убывания сопротивления $\rho(H)$ и при $H > H_0$. Не вызывает сомнения, что при концентрации примесей ($N_A \sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) акцепторы образуют не дискретный уровень, а примесную зону с конечной шириной. Тогда при $H = H_0$ и $\epsilon_1^{H_0} = 0$ акцепторная зона лишь начинает перекрываться с валентной зоной и проводимость осуществляется дырками обеих зон. При увеличении магнитного поля в области $H > H_0$ акцепторная зона все больше сливается с валентной, и дырки акцепторной зоны превращаются в валентные, подвижность которых значительно выше — сопротивление продолжает падать. И лишь когда все акцепторные дырки превратятся в валентные, т.е. когда акцептор-

Таблица VIII

x	По ⁷⁸			По ⁷⁹	По ⁸⁰
	0,09	0,11	0,13	0,155	0,19
ϵ_1^0 , МэВ	0,5	1,4	3,2	8,2	3,5

ные состояния полностью истощатся (это обычно происходит, когда центр тяжести акцепторной зоны погружается в валентную зону на глубину ϵ_1^1), падение сопротивления с ростом магнитного поля должно прекратиться. Согласно экспериментальным данным работы ⁷⁸, для кристаллов $p\text{-Ag}_{0.89}\text{Mn}_{0.11}\text{Te}$ с $N_A \sim 2,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ сопротивление перестает убывать в магнитных полях $H \approx 110 \text{ кЭ}$. Таким образом, объяснение падения $\rho(H)$ при $H > H_0$, учитывающее образование акцепторной зоны, устраняет противоречие между результатами расчета ⁸⁴ и экспериментальными данными ⁷⁸.

В области температур $T \leq 10 \text{ К}$ в $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ проводимость является прыжковой с энергией активации ϵ_3^H . Для всех исследованных образцов было установлено уменьшение энергии активации ϵ_3^H с увеличением магнитного поля. Согласно ⁸⁰, для кристаллов $\text{Hg}_{0.81}\text{Mn}_{0.19}\text{Te}$ $\epsilon_3(H=0) \approx 2 \text{ мэВ}$ и $\epsilon_3(H=24 \text{ кЭ}) \approx 1 \text{ мэВ}$.

Качественно эффект убывания ϵ_3^H с увеличением магнитного поля можно пояснить следующим образом. Как уже говорилось, уровень $b(-1)$ все более отдаляется от остальных уровней валентной зоны Γ_8 из-за большего влияния обменного взаимодействия на этот уровень по сравнению с другими. При этом возрастает и вклад циклотронной энергии $\hbar\omega_\perp$ ($m_\perp \ll m_0$) в энергию уровня $b(-1)$ (см. (38)). Поэтому эффективный боровский радиус носителей заряда в акцепторной зоне в магнитном поле становится больше: он определяется не эффективной массой m_p , а массой $m_p^* \ll m_p$, близкой к массе легких дырок m_l . Это приводит к увеличению перекрытия волновых функций электронов соседних акцепторов, что и должно привести к уменьшению энергии активации ϵ_3^H прыжковой проводимости по акцепторам. Значительное перекрытие волновых функций может привести к полному исчезновению прыжковой проводимости ($\epsilon_3^H = 0$) и переходу к металлической проводимости по примесной зоне.

Выше мы отмечали, что в области прыжковой проводимости поперечное магнитосопротивление меньше продольного. Мы полагаем, что причина этого необычного для «нормальных» полупроводников факта заключается в том, что, как уже говорилось, обменное взаимодействие приводит к анизотропии изоэнергетической поверхности: сферическая поверхность превращается в эллипсоидальную с эффективными массами m_p и m_\perp . Эффективная масса в поперечном направлении m_\perp значительно меньше продольной массы m_p и, следовательно, перекрытие волновых функций в поперечном направлении больше. Поскольку прыжковая проводимость в данном направлении определяется в основном перескоками носителей заряда именно в этом направлении, то вероятности перескоков в поперечном и продольном направлениях должны различаться.

Согласно ⁸⁵, в этом случае

$$\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{zz}(H)} \sim \frac{m_\perp}{m_p}.$$

з) Температурные осцилляции магнитосопротивления

Добавка к энергии зонных носителей заряда ПМП энергии обменного взаимодействия, зависящей от температуры, может, вообще говоря, привести к возникновению осцилляций кинетических коэффициентов с температурой при фиксированном магнитном поле ⁸⁶. Этот эффект в какой-то мере должен быть аналогичен эффекту ШГ: уровни Ландау пересекают уровень Ферми при изменении температуры (в эффекте ШГ — при изменении магнитного поля). Температуры, при которых должны иметь место такие термоосцилляции, определяются из условия $\epsilon_F(H) = \epsilon_{N,\sigma}$, если пренебречь слабой зависимостью энергии Ферми от температуры. В области магнитных полей, удовлетворяющих неравенствам $\hbar\omega_c > k_B T$ и $\bar{g}_B SH \ll k_B T$, выражение для

температуры $T_{N,\sigma}$, соответствующей пересечению уровней Ландау с уровнем Ферми, в предположении невзаимодействующих между собой ионов Mn^{2+} можно записать в виде

$$T_{N,\sigma} = \frac{\beta N_0 x g \mu_B H S (S+1)}{2k_B B_{N,\sigma}} \begin{cases} \frac{8N-1}{4N+1}, & \sigma = -\frac{1}{2}, \\ \frac{8N+9}{4N+3}, & \sigma = +\frac{1}{2}, \end{cases} \quad (43)$$

$$B_{N,\sigma} = \left(N + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c - \sigma |g| \mu_B H - \varepsilon_F(H).$$

На рис. 21 приведены зависимости поперечного магнитосопротивления для кристаллов $Hg_{1-x}Mn_xTe$ с $x = 0,009^{86}$ от температуры при нескольких значениях напряженности магнитного поля. Авторы ⁸⁶ интерпретировали

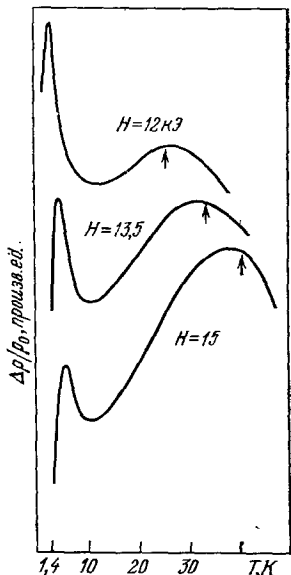


Рис. 21. Изменение поперечного магнитосопротивления ρ_{xx} с температурой для $Hg_{1-x}Mn_xTe$ ($x = 0,009$, $n = 6,25 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) ⁸⁶

наблюдавшиеся два максимума как термоосцилляции. Аналогичный максимум при $T \leq 5 \text{ КЭ}$ ($H > 7 \text{ КЭ}$) был обнаружен при исследовании кристаллов $Hg_{1-x}Mn_xTe$ с $x = 0,02^{67}$. Тщательный анализ измерений, проведенный авторами ⁶⁷, показал, однако, что наблюдавшийся при $T \leq 5 \text{ К}$ максимум поперечного магнитосопротивления нельзя считать термоосцилляционным. Действительно, упомянутый максимум наблюдается и в образцах $Hg_{1-x}Mn_xTe$, у которых положение пиков ШГ осцилляций вообще не зависит от температуры. Кроме того, изменение магнитосопротивления в максимуме значительно превышает амплитуду наибольшего (первого) шубниковского пика при самой низкой температуре. Дополнительным аргументом против предположения, что указанный максимум является термоосцилляционным, является и тот факт, что максимум при $T \leq 5 \text{ К}$ отсутствует на кривых продольного магнитосопротивления. Более реальной причиной возникновения максимума магнитосопротивления при низких температурах представляется изменение вклада в проводимость зонных электронов и примесных дырок при изменении температуры ⁶⁷.

У всех исследованных образцов амплитуды осцилляций ШГ при повышении температуры выше $4,2 \text{ К}$ резко уменьшаются. Поэтому весьма трудно

ожидать, что термоосцилляции вообще могут проявиться при высоких температурах $25 \leq T \leq 40 \text{ К}$, как считают авторы ⁸⁶. Кроме того, при $T > 25 \text{ К}$ для всех исследованных образцов ^{86,71} плохо выполняется условие вырождения электронного газа (для этих образцов $(\varepsilon_F/k_B T) \sim 1,5$), необходимое для более или менее четкого проявления ШГ осцилляций. Поэтому максимум в области высоких температур ⁸⁶ также, очевидно, не является термоосцилляционным. Наблюдавшаяся при $T > 25 \text{ К}$ особенность может быть обусловлена, например, изменением подвижности электронов из-за рассеяния их на оптических фононах ⁸⁷. Эффект термоосцилляций следует, видимо, искать в области достаточно низких температур $\leq 1 \text{ К}$. Из-за того, что в бесщелевых ПМП $Hg_{1-x}Mn_xTe$ примесная акцепторная зона, в которую уровень Ферми чаще всего «вморожен» ($\varepsilon_F \sim \varepsilon_A$), эти кристаллы не являются удобными объектами для наблюдения эффектов, обусловленных температурной зависимостью энергии обменного взаимодействия. ПМП $Hg_{1-x}Mn_xSe$, у которых $\varepsilon_F \gg \varepsilon_A$, представляются более подходящими материалами для изучения термоосцилляций.

и) Пороговое рассеяние зонных электронов

Мы уже упоминали, что у ПМП верхний уровень валентной зоны ϵ_V может оказаться в достаточно большом магнитном поле выше по энергии, чем нижний уровень зоны проводимости ϵ_C . Величина перекрытия энергетических уровней ϵ_V и ϵ_C достигает при некотором магнитном поле максимального значения, а затем начинает уменьшаться с ростом поля до тех пор, пока не произойдет инверсия уровней ϵ_V и ϵ_C и откроется щель. Столь необычная эволюция энергетических уровней у ПМП должна открыть новый канал рассеяния электронов, обусловленный переходами их из зоны проводимости в валентную зону. Такое рассеяние будет иметь, очевидно, пороговый характер: канал будет открыт, пока $\epsilon_D = \epsilon_V - \epsilon_C > 0$.

Эффективность порогового механизма рассеяния была оценена в ⁸⁸ в предположении, что зонные носители заряда рассеиваются на заряженных центрах. Оказывается, что пороговое рассеяние может даже преобладать над внутризонным рассеянием в интервале магнитных полей, где валентная зона и зона проводимости перекрываются. При этом, согласно ⁸⁸, зависимость продольного магнитосопротивления $\rho_{zz}(H)$ от магнитного поля определяется функцией

$$\Phi(T, H) = \sqrt{-\frac{\hbar\omega_{\perp}}{t^2} - \frac{3}{2}\hbar\omega_0 k + \frac{\beta N_0 x}{t^2} \langle S^z \rangle - \epsilon_F}. \quad (44)$$

Поскольку среднее значение $\langle S^z \rangle$ с ростом магнитного поля стремится к насыщению, а первое слагаемое в выражении для $\Phi(T, H)$ монотонно возрастает с магнитным полем, то продольное магнитосопротивление в зависимости от концентрации ионов марганца может либо убывать, либо оставаться неизменным в интервале магнитных полей, где $\epsilon_D > 0$. Такое изменение $\rho_{zz}(H)$ наблюдалось на опыте ⁶⁸, хотя пока неясно, связано ли оно с пороговым рассеянием электронов.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Можно выделить три основных направления исследований ПМП. Первое связано с прогрессом в технологии изготовления полумангнитных материалов. Уже удалось синтезировать ПМП не только на основе элементов II и VI групп (Zn Mn Te), но и на основе элементов групп IV и VI (PbMnTe) и II и V групп ((CdMn)₃As₂). Создаются ПМП с другими магнитными ионами (HgFeTe, HgEuTe). Следует ожидать, что «семейство» ПМП будет неуклонно увеличиваться.

Прогресс в понимании магнитных свойств ПМП окажется несомненно полезным и для исследования более общей проблемы физики неупорядоченных магнитных материалов. Поэтому вторым важным направлением является всестороннее исследование физических свойств ПМП в широком интервале магнитных полей, температур и концентраций магнитных ионов.

Диапазон изменения свойств полумангнитных кристаллов является даже более широким, чем у узкощелевых полупроводников (например, у Hg_{1-x}Cd_xTe), которые нашли уже весьма широкое применение в электронной технике ⁸⁹. Поэтому третье направление в изучении ПМП связано с возможностью их практического применения. Появились первые сообщения об использовании ПМП в качестве генераторов электромагнитного излучения. Очевидно, что важнее всего достичь прогресса в технологии изготовления полумангнитных материалов со стабильными параметрами.

Среди чисто физических задач, которые ждут своего решения, можно назвать следующие:

1. Выяснение механизма, ответственного за образование фазы спинового стекла, в особенности при малых концентрациях переходного элемента.

2. Исследование физических свойств ПМП при сверхнизких температурах, где среди других особенностей можно ждать проявления термоосцилляций.

3. Изучение влияния магнитных возбуждений, которые должны быть в ПМП с концентрацией переходного элемента, превышающей 10—15%, на гальваномагнитные, магнитооптические и др. свойства.

4. Исследование свойств полумагнитных тонких пленок, которые не изучались до сих пор ни экспериментально, ни теоретически.^[1]

Институт физики металлов УНЦ АН СССР,
Свердловск

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1. Цидильковский. Зонная структура полупроводников. — М.: Наука, 1978, с. 328.
2. Galazka R. R.— In: Proc. of 4th Intern. Conference on Physics of Narrow Gap Semiconductors.— Linz, Austria, 1981, p. 294.
3. Bastard G.— In: Proc. of 3rd Intern. Conference on Physics of Narrow Gap Semiconductors.— Warszawa, 1977, p. 63.
4. Galazka R. R.— In: Proc. of 14th Intern. Conference Physics of Semiconductors.— Edinburgh, England, 1978, p. 133.
5. Galazka R. R., Kossut J.— In: Proc. of Intern. Summer School on the Physics of Narrow-Gap Semiconductors.— France, 1979, p. 245.
6. Gaj J. A.— In: Proc. of 15th Conference on Physics of Semiconductors.— Kyoto, Japan, 1980; J. Phys. Soc. Japan, 1980, v. 49, Suppl. A, p. 797.
- [7. Mycielski J.— In: Proc. of Intern. Conference on High Magnetic Fields and Semiconductor Physics.— Grenoble, France, 1982, p. 431.
8. Pidgeon C., Brown R.— Phys. Rev., 1966, v. 146, p. 575.
9. Jacyński M., Kossut J., Galazka R. R.— Phys. Stat. Sol. Ser. b, 1978, v. 88, p. 73; цит. в ³ сб., p. 325.
10. Bastard G., Rigaux C., Guldner Y., Mycielski J., Misielski A.— J. de Phys., 1978, t. 39, p. 87.
11. Bastard G., Rigaux C., Mycielski A.— Phys. Stat. Sol. Ser. b, 1977, v. 79, p. 585.
12. Nagata S., Galazka R. R., Knattak C. D., Amarasekara C. D., Furdyna J. K., Keesom P. H.— Physica. Ser. B, 1981, v. 107, p. 311.
13. Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Цидильковский И. М. УФН, 1976, т. 120, с. 337.
14. Цидильковский И. М.— ЖТФ, 1957, т. 27, с. 1744.
15. Groves S. H., Paul W.— Phys. Lett., 1963, v. 11, p. 194.
16. Shubin S. P., Vonsovskii S. V.— Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1934, v. 145, p. 159.
17. Dobrowolska M., Dobrowolski W., Otto M., Dietl T., Galazka R. R.— J. Phys. Soc. Japan, 1980, v. 49, Suppl. A, p. 815.
18. Takeyama S., Galazka R. R.— Phys. Stat. Sol. Ser. b, 1979, v. 96, p. 413.
19. McKnight S. W., Amirtharay P. M., Perkowitz S.— Sol. State Comm., 1978, v. 25, p. 357.
20. Stankiewicz J., Giriat W. G., Bien M. V.— Phys. Stat. Sol. Ser. b, 1975, v. 68, p. 485.
21. Kaniewski J., Mycielski A.— Sol. State Comm., 1982, v. 41, p. 959.
22. Bastard G., Rigaux C., Guldner Y., Mycielski A., Furdyna J. K., Mullin D. P.— Phys. Rev. Ser. B, 1981, v. 24, p. 1961.
23. Нагаев Э. Л. Физика магнитных полупроводников.— М.: Наука, 1979, с. 432.
24. Lewiner C., Bastard G.— J. Phys. Ser. C, 1980, v. 13, p. 2347; Phys. Rev., 1980, v. 22, p. 2132.
25. Ляпилин И. И., Карягин В. В.— ФТТ, 1980, т. 22, с. 2859.
26. Давыдов А. Б., Поникаров Б. Б., Цидильковский И. М.— ФТП, 1981, т. 15, с. 881.
27. Иванов-Омский В. И., Коломиец Б. Т., Мельник В. М., Огородников В. Р.— ФТТ, 1968, т. 11, с. 2553.
28. Ozaawa K., Anzai S., Hamayuchi Y.— Phys. Lett., 1966, v. 20, p. 132.
29. Ito I., Ito K., Oka M.— Japan J. Appl. Phys., 1978, v. 17, p. 371.
30. Savage H., Phyne J. J., Holm R., Cullen J. R., Carvill C. E., Wohlfarth E. P.— Phys. Stat. Sol. Ser. b, 1973, v. 58, p. 685.
31. Андрианов Д. Г., Гимельфарб Ф. А., Кушнир П. И., Лопатинский И. Е., Пашковский М. Б., Савельев А. С., Фистуль В. И.— ФТП, 1976, т. 10, с. 111.
32. Delves R. T., Lewis B.— J. Phys. and Chem. Sol., 1963, v. 24, p. 549.

33. Sonderman U., Vogt E.—*Physica. Ser. B*, 1977, v. 86—88, p. 419.
34. Sonderman U.—*J. Magn. et Magn. Mater.*, 1979, v. 13, p. 113.
35. Knattak G. D., Amarasekava C. D., Nagata S., Galazka R. R., Keesom P. H.—*Phys. Rev. Ser. B*, 1981, v. 23, p. 3553.
36. Давыдов А. Б., Носкова Л. М., Поникаров Б. Б., Угодникова Л. А.—*ФТП*, 1980, т. 14, с. 1461.
37. Bastard G., Lewiner C.—*J. Phys. Ser. C*, 1980, v. 13, p. 1469.
38. Nagata S., Galazka R. R., Knattak C. D., Mullin D. P., Akbarzadeh H., Furdyna J. K., Keesom P. H.—*Phys. Rev. Ser. B*, 1980, v. 22, p. 3331.
39. Byszewski P., Mongird-Gorska A., Sandauer A. M.—In: *Proc. of 10th Conference on Physics of Semiconductors Compounds*.—Jaszowiec, Poland, 1980, p. 245.
40. Sonderman U., Vogt E.—*J. Magn. and Magn. Mater.*, 1977, v. 6, p. 223.
41. Dobrowolski W., Ortenberg M., Sandauer A., Galazka R. R., Pauthenet R.—*Цит. в² сб.*, p. 302.
42. Otto M., Dietl T., Mysielski A., Dobrowolska M., Dobrowolski W.—*Цит. в³⁹ сб.*, p. 225.
43. Toulouse J. L., Tournier R.—*J. de Phys.*, 1974, v. 35, p. C4-299.
44. Tahir-Khelli R. A.—*Phys. Rev. Ser. B*, 1972, v. 6, p. 2826.
45. Sykes M. F., Essam J. W.—*J. Math. Phys.*, 1964, v. 5, p. 1117.
46. Брандт Н. Б., Мошалоков В. В., Скрбек Л., Талденков А. Н., Чудинов С. М.—*Письма ЖЭТФ*, 1982, т. 35, с. 326.
47. Брандт Н. Б., Мошалоков В. В., Орлов А. О., Скрбек Л., Цидильковский И. М., Чудинов С. М.—*ЖЭТФ*, 1983, т. 84, с. 1059; *ФНТ*, 1982, т. 8, с. 653.
48. Kittel C.—*Sol. State Phys.*, 1968, v. 22, p. 1.
49. Ginter J., Kossut J., Swierkowski L.—*Phys. Stat. Sol. Ser. b*, 1979, v. 96, p. 735.
50. Seze L.—*J. Phys. Ser. C*, 1977, v. 10, p. L 353.
51. Toulouse G.—*Comm. Phys.*, 1977, v. 2, p. 115.
52. Verbeer B. H., Neeuwenhuys G. J., Stoker H., Mydosh J. A.—*J. de Phys.*, 1978, t. 39, C6-917.
53. Bloembergen N., Rowland T. J.—*Phys. Rev.*, 1955, v. 97, p. 1679.
54. Abrikosov A. A.—*Adv. Phys.*, 1980, v. 29, p. 869; *J. Low Temp.*, 1980, v. 39, p. 217.
55. Kurzinski M.—*Acta Phys. Polon.*, 1969, v. 36, p. 571.
56. Lewiner C., Bastard G.—*Phys. Rev. Ser. B*, 1980, v. 22, p. 2132.
57. Bastard G., Lewiner C.—*Ibidem*, 1979, v. 20, p. 4256.
58. Pastor K., Grynberg M., Galazka R. R.—*Sol. State Comm.*, 1979, v. 29, p. 739.
59. Dobrowolska M., Dobrowolski W., Otto M., Dietl T., Galazka R. R.—*J. Phys. Soc. Japan*, 1980, v. 49, Suppl. A, p. 815.
60. Bastard G., Rigaux C., Guldner Y., Furdyna J. K., Mullin D. P.—*Phys. Rev. Ser. B*, 1981, v. 24, p. 1961.
61. Rigaux C., Bastard G., Guldner Y., Rebmann G., Mysielski A., Furdyna J. K., Mullin D. P.—*J. Phys. Soc. Japan*, 1980, v. 49, Suppl. A, p. 811.
62. Dobrowolska M., Dobrowolski W.—*J. Phys. Ser. C*, 1981, v. 14, p. 5689.
63. Grünberg M., Martinez G., Brunel L. C.—*Sol. State Comm.*, 1982, v. 43, p. 153.
64. Amirthavaj P. M., Pollak F. H., Furdyna J. K.—*Ibidem*, 1981, v. 39, p. 35.
65. Dobrowolska M., Dobrowolski W., Galazka R. R., Mysielski A.—*Phys. Stat. Sol. Ser. b*, 1981, v. 105, p. 477.
66. Guldner Y., Rigaux C., Mysielski A., Conder Y.—*Ibidem*, 1977, v. 81, p. 615.
67. Davidov A. B., Поникаров В. В., Тсидильковский И. М.—*Ibidem.*, 1980, v. 101, p. 127.
68. Давыдов А. Б., Поникаров Б. Б., Цидильковский И. М.—*ФТП*, 1981, т. 15, с. 881.
69. Ляпилин И. И., Пономарев А. И., Харус Г. И., Гавалешко Н. П., Марьянчук П. Д.—*ЖЭТФ*, 1983, т. 8, с. 1638.
70. Jaszynski M., Dobrowolski M.—*Phys. Stat. Sol. Ser. b*, 1980, v. 102, p. 195.
71. Sandauer A. M., Byszewski P.—*Ibidem*, 1962, v. 109, p. 167.
72. Coleridge P. T., Mempleton J. M.—*Phys. Rev. Lett.*, 1970, v. 24, p. 108.
73. Гавалешко Н. П., Ляпилин И. И., Марьянчук П. Д., Пономарев А. И., Харус Г. И.—*ФТП*, 1984, т. 18, с. 990.
74. Ляпилин И. И., Биккин Х. М.—*ФТП*, 1985.

75. Byszewski P., Szlenk K., Kossut J., Galazka R. R.— Phys. Stat. Sol. Ser. b, 1979, v. 95, p. 359.
76. Byszewski P., Cieplak M. Z., Mongird-Gorska A.— J. Phys. Ser. C, 1980, v. 13, p. 5383.
77. Holm R. T., Furdyna J. K.— Phys. Rev. Ser. B, 1977, v. 15, p. 844.
78. Германенко А. В., Зверев Л. П., Кружаев В. В., Миньков Г. М., Рут О. Э., Гавалешко Н. П., Фрасуняк В. М.— ФТТ, 1984, т. 26, с. 1754.
79. Mucielski A., Mucielski J.— J. Phys. Soc. Japan 49, 1980, v. 49, Suppl. A, p. 807.
80. Anderson J. R., Johnson W. B., Stone D. R.— J. Vac. Sci. and Techn. Ser. A, 1983, v. 1, p. 1761.
81. Gaj J. A., Ginter J., Galazka R. R.— Phys. Stat. Sol. Ser. b, 1978, v. 89, p. 655.
82. Mucielski J.— Recent Dev. Condens. Mat. Phys., 1981, v. 1, p. 725.
83. Mucielski J.— Цит. в ³⁹ сб., p. 217.
84. Gawron T. R., Trylski J.— Цит. в ² сб., p. 312.
85. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников.— М.: Наука, 1979, с. 416.
86. Dobrowolski M., Dobrowolski W., Galazka R. R., Kossut J.— Sol. State Comm., 1979, v. 28, p. 25.
87. Walukiewicz W.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 650.
88. Ляпилин И. И.— ФТП, 1982, т. 16, с. 1942; Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 650.
89. Берченко Н. Н., Кревс В. Е., Средин В. Г. Полупроводниковые твердые растворы и их применение.— М.: Воениздат, 1982.